Office - Peters Hall

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

MAR 2 1926

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 2. Ausgegeben am 4. Februar 1926 No. 702. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Barkhausen, Warum kehren sich die für den Lichtbogen gültigen Stabilitätsbedingungen bei Elektronenröhren um?

C. Hagen, Das Hangphänomen des Quecksilbers in hochevakuierten Kapillaren.

St. Procopiu, Über Glimmentladung: Wirkung eines äußeren metallischen Mantels.

J. Kudar, Kernimpuls und Atombau.

W. Kolhörster, Apparat zur Messung der durchdringenden Strahlung.

F. Seidl, Der „selbsttönende" Kristall.

Besprechungen:

F. Auerbach, Die Furcht vor der Mathematik und ihre Überwindung.

Handbuch der Radiologie. Bd. VI.

R. Zsigmondy, Über Kolloidchemie.

Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Kürzlich erschien der II. Band

ELEKTRONEN-RÖHREN

von

DR. H. BARKHAUSEN

ord. Professor und Direktor des Instituts für Schwachstromtechnik
an der Techn. Hochschule Dresden

Röhrensender

Mit 69 Abb., VI und 168 Seiten. Oktav. M. 4.—, geb. M. 5.50

Das Standardbuch über die Elektronenröhren, das jeder, der mit ihnen arbeitet, besitzen muß, schreibt die „Radio-Umschau". Auf das Buch hat die Fachwissenschaft mit Spannung gewartet, da der Verfasser die Möglichkeit gehabt hat, Erfahrungen zu sammeln, wie sie nur Wenigen in Deutschland zuteil geworden sind ... schreibt der „Literarische Ratgeber". Im ganzen ist das Buch eine sehr empfehlenswerte Einführung, die jedem, der sich in diese Materie einarbeiten will, gute Dienste leisten wird ... „Zeitschrift für technische Physik".

Der vorliegende, neue II. Band enthält unter anderem: Das Problem des Röhrensenders (mit vielen Beispielen). Das Problem der Selbsterregung. Rückkoppelung. Selbsterregungsformen. Die einfachsten Wechselstromschaltungen. Gekoppelte Systeme. Gleichstromschaltungen usw. Zusammenfassungen am Ende jedes Kapitels erleichtern es ungemein, die Quintessenz aus dem Gebotenen zu ziehen.

Der I. Band enthält: Elektronentheoretische Grundlagen, Verstärker. Mit 54 Abbildungen. 2., umgearbeitete Auflage. 1924. IV und 140 Seiten. Oktav. M. 4.—, gebunden M. 5.50. — *Der III. Band wird enthalten:* Das Audion, das Schwingaudion und die Empfänger. (Erscheint 1926.)

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 2. 15. Januar 1926. Redaktionsschluß für No. 4 am 5. Februar 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Barkhausen, Warum kehren sich die für den Lichtbogen gültigen Stabilitätsbedingungen bei Elektronenröhren um? S. 43.

C. Hagen, Das Hangphänomen des Quecksilbers in hochevakuierten Kapillaren. S. 47.

St. Procopiu, Über Glimmentladung: Wirkung eines äußeren metallischen Mantels. S. 57.

J. Kudar, Kernimpuls und Atombau. S. 59.

W. Kolhörster, Apparat zur Messung der durchdringenden Strahlung. S. 62.

F. Seidl, Der „selbsttönende" Kristall. S. 64.

Besprechungen:

F. Auerbach, Die Furcht vor der Mathematik und ihre Überwindung. S. 65.

Handbuch der Radiologie. VI. S. 66.

R. Zsigmondy, Über Kolloidchemie. S. 66.

Personalien. S. 66.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Warum kehren sich die für den Lichtbogen gültigen Stabilitätsbedingungen bei Elektronenröhren um?[1])

Von H. Barkhausen.

Zusammenfassung. Lichtbogen und Elektronenröhre verhalten sich bezüglich ihrer Stabilität gegen Gleichstrom (sprunghafte Änderungen) wie gegen Wechselstrom (Selbsterregung von Schwingungen) vollkommen entgegengesetzt. Alle Schaltelemente, die beim Lichtbogen die Stabilität vergrößern (Sprünge oder Schwingungen verhindern), verkleinern sie bei der Röhre (begünstigen dort Sprünge oder Schwingungen) und umgekehrt. Der Unterschied liegt physikalisch darin begründet, daß beim Lichtbogen die Spannungsänderungen durch die Stromänderungen verursacht werden, bei der Röhre umgekehrt die Stromänderungen durch die Spannungsänderungen. Mathematisch läßt sich die dadurch bedingte zeitliche Aufeinanderfolge der Änderungen in Rechnung setzen, indem man dem Lichtbogen eine Induktivität, der Röhre eine Kapazität zuschreibt.

1. Labile Zustände elektrischer Stromsysteme sind zuerst von W. Kaufmann[2]) theoretisch und experimentell untersucht und geklärt worden. Notwendige Bedingung dafür ist das Vorhandensein eines Leiters mit fallender Charakteristik: Spannung e und Strom i müssen bei einem Leiter derart voneinander abhängen, daß bei größerem Strom die dem Strom entgegenwirkende Spannung kleiner wird. Man kann das auch so ausdrücken, daß der sich den Stromänderungen widersetzende Widerstand $\frac{de}{di}$ des Leiters negativ sein muß. Labilität tritt immer ein, wenn

$$-\frac{de}{di} > R_a,$$

d. h. wenn der negative Widerstand des Leiters größer als der äußere Widerstand R_a der Schaltung ist. Dabei ist R_a der Kombinationswiderstand des ganzen Stromsystems gegenüber einer an Stelle des Leiters mit fallender Charakteristik eingeschaltet gedachten EMK.[1]). Bezüglich der Gleichstromstabilität kommt es bei der Bestimmung von R_a nur auf die Ohmschen Widerstände des Stromsystems an. Induktivitäten und Kapazitäten können bei der Berechnung von R_a ganz unberücksichtigt bleiben. Daneben gibt es aber noch eine oder mehrere Wechselstromstabilitäten, wenn das Stromsystem eine oder mehrere Eigenschwingungen besitzt. Für diese ist R_a die Wirkkomponente des Wechselstromwiderstandes, den das ganze Stromsystem gegenüber einer an Stelle des Leiters mit fallender Charakteristik eingeschaltet gedachten Wechselspannung von der Frequenz der Eigenschwingungen besitzt. Für die Schwingungsstabilität spielen alle Induktivitäten und Kapazitäten des Stromsystems natürlich eine erhebliche Rolle.

2. Alle diese Überlegungen sind seit langer Zeit besonders am Lichtbogen experimentell geprüft und richtig befunden worden. Bei Verletzung der Gleichstromstabilität stellt sich

1) Im Auszug vorgetragen auf der 3. Sitzung des Gauvereines Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 18. November 1925 in Halle.

2) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. 2, 158, 1900.

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907. (Auch als Buch erschienen.) S. 54.

sprunghaft ein anderer Zustand ein. Der brennende Lichtbogen erlischt z. B. ohne irgendeine weitere Ursache, wenn ein parallel geschalteter Widerstand, selbst wenn dieser gar keinen Strom führt, hinreichend weit verkleinert wird[1]). — Bei Verletzung der Schwingungsstabilität tritt die bekannte Selbsterregung von Schwingungen ein, die den Lichtbogen zu einem Wechselstromgenerator von der Frequenz der Eigenschwingung des Schwingungskreises macht. Man muß hierzu parallel zum Lichtbogen eine Kapazität und Induktivität in Reihe schalten, weil dann der Wirkwiderstand R_a für die sich erregende Resonanzfrequenz besonders klein wird.

3. Elektronenröhren können bekanntlich auch eine fallende Charakteristik besitzen, besonders infolge Bildung von Ionen bei schlechtem Vakuum[2]) oder von Sekundärelektronen[3]), und zeigen dann auch ein ganz entsprechend labiles Verhalten sowohl gegenüber Gleichstrom wie gegen Schwingungen. Nur kehrt sich hier die oben genannte Stabilitätsbedingung gerade um! Der Zustand wird labil, sobald

$$-\frac{de}{di} < R_a,$$

d. h. sobald der negative Widerstand der Elektronenröhre kleiner als der wirksame äußere Widerstand R_a des Stromsystems wird. Während man beim Lichtbogen die fallenden Teile der Charakteristik nur unter Anwendung eines hinreichend großen Vorschaltwiderstandes aufnehmen kann, weil sonst der Zustand labil wird, d. h. sich experimentell nicht herstellen läßt, ist dies bei Elektronenröhren nur unter Anwendung eines hinreichend kleinen Vorschaltwiderstandes möglich. Will man mit Elektronenröhren Schwingungen erzeugen, so muß man eine Kapazität C und Induktivität L in Parallelschaltung an die Röhre anlegen, weil dann für die sich erregende Resonanzfrequenz der wirksame Widerstand $R_a = \frac{L}{CR}$ besonders groß wird. — Das Parallelschalten einer Kapazität macht ganz allgemein den Lichtbogen labiler, dagegen die Röhre stabiler, beides weil es den wirksamen Widerstand R_a gegen Wechselstrom verkleinert. Beim Vorschalten einer größeren Induktivität, d. h. beim Erhöhen des Wechselstromwiderstandes gerät umgekehrt die Röhre von selbst in Schwingungen, während ein schwingender, tönender Lichtbogen dadurch gerade umgekehrt zur Ruhe gebracht wird, kurz das experimentell leicht feststellbare Verhalten von Röhre und Lichtbogen ist seinem Wesen nach vollständig entgegengesetzt[1]).

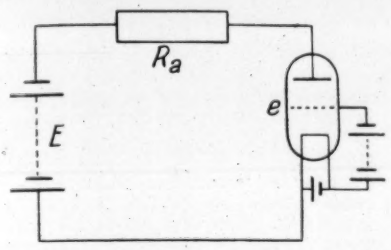
4. Der physikalische Grund dafür ist für die einfache, in Fig. 1 gezeichnete Schaltung unschwer zu finden. Verkleinert man beim Lichtbogen Fig. 1a den Vorschaltwiderstand R_a, so wird zunächst der Strom $i = \frac{E-e}{R_a}$ größer; dadurch erwärmt sich der Lichtbogen stärker und die Gegenspannung e am Lichtbogen sinkt, und zwar um so mehr, je größer $-\frac{de}{di}$ ist. Dadurch wächst dann der Strom i weiter an, und zwar um so mehr, je kleiner der Vorschaltwiderstand R_a ist. Die weitere Änderung muß also um so größer, der Zustand muß um so labiler werden, je größer $-\frac{de}{di}$ und je kleiner R_a ist. — Verkleinert man dagegen beim Dynatron (Fig. 1b) den Vorschaltwiderstand R_a, so verringert sich dadurch der Spannungsabfall iR_a und es steigt zunächst die Anodenspannung $e = E - iR_a$ an der Röhre. Dadurch bilden sich mehr Sekundärelektronen, die von der Anode zu dem stärker positiven Gitter hinüberfliegen, d. h. der äußere Anodenstrom i sinkt, und zwar um so mehr, je größer $-\frac{di}{de}$ oder je kleiner $-\frac{de}{di}$ ist. Der sinkende Anodenstrom i verringert aber weiter den Spannungsabfall iR_a und erhöht dadurch weiter die Anodenspannung e, und zwar um so mehr, je größer R_a ist. Bei der Röhre muß daher die Änderung um so weiter gehen, der Zustand um so labiler werden, je kleiner $-\frac{de}{di}$ und je größer R_a ist, was ja auch tatsächlich beobachtet wird. Physikalisch liegt der Grund für das ent-

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, S. 56; ferner Über labile Zustände elektrischer Systeme, Experimentalvortrag Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 268, 1909.

2) H. Barkhausen, D.R.P. 359965, 1918 u. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **18**, 402, 1921.

3) A. W. Hull, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **14**, 47, 1919.

1) H. Rukop sagt in dem Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie von Zenneck u. Rukop, 5. Aufl. 1925, S. 582: „Dieser Unterschied (nämlich in der Stabilitätsbedingung) ist nicht durch Röhre oder Lichtbogen bedingt, sondern lediglich dadurch, daß das Duddelsche Kriterium für einen unverzweigten Kreis gilt, in dem durch L, C, R und den negativen Widerstand der gleiche Strom fließt, während hier positiver und negativer Widerstand in der Schwungradschaltung miteinander verbunden sind (A. W. Hull, H. Rukop[410])." Das ist sicher nicht richtig. Ohne Zweifel sind lediglich die Eigenschaften der Röhre oder des Lichtbogens, dagegen nicht die Art der Schaltung für die Stabilitätsbedingung maßgebend. Davon kann man sich einfach dadurch überzeugen, daß man Röhre und Lichtbogen in derselben Schaltung untersucht und das oben geschilderte entgegengesetzte Verhalten feststellt.



a) Lichtbogen. b) Dynatron.

Fig. 1.

gegengesetzte Verhalten in der Vertauschung von Ursache und Wirkung. Beim Lichtbogen ist die Stromänderung die Ursache für die Spannungsänderung, bei der Röhre dagegen ist die Spannungsänderung die Ursache für die Stromänderung[1]).

5. Wie läßt sich aber dieser Grund mathematisch formulieren? Ob e eine Funktion von i ist (Lichtbogen), oder i eine Funktion von e (Röhre), ist mathematisch identisch. Es hat schon K. W. Wagner[2]) versucht, die soeben physikalisch betrachteten, aufeinander folgenden Änderungen de und di mathematisch zu formulieren und so ein Stabilitätskriterium zu gewinnen. Er entwickelt beim Lichtbogen $e = e_0 + \frac{de}{di}\,di$ und erhält so die für den Lichtbogen richtige Bedingung $-\frac{de}{di} > R_a$ für Labilität. Es hat aber schon H. Busch[3]) in einer Anmerkung darauf hingewiesen, daß man dann ebensogut $i = i_0 + \frac{di}{de}\,di$ entwickeln kann und dann gerade die entgegengesetzte Bedingung $-\frac{de}{di} < R_a$ für Labilität erhält. Man kommt also zu dem Ergebnis, daß man immer nur die Wirkung als Funktion der Ursache entwickeln darf. Das ist recht unbefriedigend, weil man mathematisch die Begriffe Ursache und Wirkung bei einem funktionellen Zusammenhang nicht kennt.

6. Mit dem Begriff von Ursache und Wirkung ist physikalisch notwendig eine zeitliche Aufeinanderfolge verbunden. Es muß stets die Wirkung später eintreten als die Ursache. Bei Lichtbogen ist diese Verspätung der Spannungsänderung gegenüber der Stromänderung unter dem Namen „Lichtbogenhysteresis" bekannt und besonders von H. Th. Simon und seinen Schülern eingehend untersucht worden. Sie läßt sich, wie W. Kaufmann[1]) und E. Riecke[2]) gezeigt haben, mathematisch dadurch einführen, daß man dem Lichtbogen außer einem negativen Widerstand noch eine positive Induktivität zuschreibt. — Die Elektronenröhren werden dagegen im allgemeinen als hysteresisfrei betrachtet. Aber da die Stromänderung erst durch die Spannungsänderung bedingt wird, muß letzten Endes auch hier eine Verspätung, aber dieses Mal der Stromänderungen gegenüber den Spannungsänderungen eintreten, wenn auch nur um die außerordentlich kurze Zeit, die die Elektronen brauchen, um von der Anode zum Gitter hinüber zu fliegen. Diese Verspätung wirkt aber gerade so wie eine (wenn auch sehr kleine) Kapazität der Röhre. Durch Einführen dieser Induktivität beim Lichtbogen und Kapazität bei der Röhre lassen sich in der Tat die entgegengesetzten Stabilitätsbedingungen in beiden Fällen auch streng mathematisch ableiten[3]).

7. Zu diesem Zwecke seien für die in Fig. 2 gezeichnete Schaltung die die Ströme und Spannungen verbindenden Gleichungen aufgestellt.

$$i_1 + i_2 + i_c = 0$$

$$e_c = R_1 i_1 \quad = R_2 i_2 \quad + L\frac{di_2}{dt}$$

$$\frac{i_c}{C} = \frac{de_c}{dt} = R_1\frac{di_1}{dt} = R_2\frac{di_2}{dt} + L\frac{d^2 i_2}{dt^2}$$

Aus diesen folgt die Schwingungsgleichung

$$L\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left(R_2 + \frac{L}{CR_1}\right)\frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) i_2 = 0.$$

1) H. Barkhausen, Elektronenröhren Bd. II, 115, 1925.

2) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Diss. Göttingen 1910. (Auch als Buch erschienen.) S. 9—11.

3) H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. Diss. Göttingen 1913. (Auch als Buch erschienen.) S. 7, Anm. 1.

1) W. Kaufmann, l. c.

2) E. Riecke, Nachr. d. Ges. d. Wissenschaften zu Göttingen 1907.

3) Auf die Bedeutung von Induktivität und Kapazität für die Stabilität haben Kaufmann, Wagner und besonders Busch schon früher (l. c.) hingewiesen.

aus der bekanntlich Labilität, ein weiteres Anwachsen des Stromes mit der Zeit folgt, sobald einer der Koeffizienten negativ ist.

Labilität, falls entweder

$$1 + \frac{R_2}{R_1} < 0 \qquad \text{(I)}$$

oder

$$R_2 + \frac{L}{CR_1} < 0. \qquad \text{(II)}$$

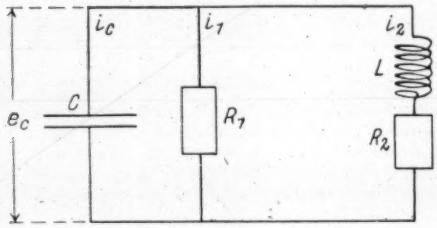


Fig. 2.

Im Falle des Lichtbogens können wir R_2 als seinen negativen Widerstand $\frac{de}{di}$ und L als seine durch die Lichtbogenhysteresis verursachte Selbstinduktion auffassen. R_1 ist dann der äußere Vorschaltwiderstand R_a und C eine etwa parallel geschaltete Kapazität. Es wird dann

$$1 + \frac{\frac{de}{di}}{R_a} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} > R_a, \qquad \text{(I)}$$

$$\frac{de}{di} + \frac{L}{CR_a} < 0 \text{ oder } -\frac{de}{di} > \frac{L}{CR_a}. \qquad \text{(II)}$$

(I) ist das Kriterium der Gleichstromstabilität, (II) das der Schwingungsstabilität. Denn $\frac{L}{CR_1}$ stellt den Wechselstromwiderstand des Stromsystems in bezug auf eine an Stelle von R_2 eingeschaltete Wechsel-EMK. von der durch die Gleichung $\omega^2 = \frac{1}{CL}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)$ bestimmten Eigenfrequenz ω dar.

Im Falle der Röhre können wir umgekehrt R_1 als deren negativen Widerstand $\frac{de}{di}$ und C als die durch die Elektronenverzögerung bedingte Kapazität auffassen. R_2 ist dann der äußere Vorschaltwiderstand R_a und L seine Induktivität. Es wird dann

$$1 + \frac{R_a}{\frac{de}{di}} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} < R_a, \qquad \text{(I)}$$

$$R_a + \frac{L}{C\frac{de}{di}} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} < \frac{L}{CR_a}, \qquad \text{(II)}$$

wobei wieder $R_a = R_2$ der bei Gleichstrom allein maßgebende äußere Ohmsche Widerstand und $\frac{L}{CR_2}$ der Wechselstromwiderstand des aus Induktivität und Kapazität in Parallelschaltung bestehenden Schwingungskreises für die Resonanzfrequenz ist. Man sieht, wie so in der Tat in beiden Fällen die entgegengesetzten Bedingungen richtig heraus kommen.

8. Für die Schwingungsstabilität II spielen natürlich das wirksame L des Lichtbogens und das C der Röhre eine bedeutende Rolle. Es ist bekannt, daß die Lichtbogenhysteresis die Frequenz der entstehenden Schwingungen verlangsamt und ganz hohe Frequenzen sich schließlich überhaupt nicht erregen können. Bei der Röhre ist freilich das durch die Zeitdauer der Elektronenbewegungen bewirkte C unter normalen Verhältnissen außerordentlich klein, so daß schon die sehr kleine natürliche Kapazität der Röhre selbst sowie die der Zuleitungen und der etwa darin eingeschalteten Spule wesentlich größer sind und diese, da parallel geschaltet, praktisch überwiegend in die Erscheinung treten.

In der Bedingung I der Gleichstromstabilität kommen dagegen L und C gar nicht vor. Sie können beliebig groß oder klein sein, ohne daß diese Bedingung dadurch irgendwie beeinflußt wird. Und trotzdem ist auch hier das Vorhandensein von L oder C ausschlaggebend für die Stabilität, indem auch hier das Vorzeichen dadurch bestimmt wird[1]).

Natürlich kann man das wirksame L beim Lichtbogen ebenso wie das wirksame C bei der Röhre auf keine Weise durch irgendwelche äußeren Mittel beseitigen oder unwirksam machen und so etwa das Vorzeichen der Stabilitätsbedingungen künstlich umkehren. Denn physikalisch sind ja dies L und C durch die zeitliche Aufeinanderfolge von Strom- und Spannungsschwankungen bedingt, die in dem Wesen der Erscheinungen begründet sind und nur ihrer Größe aber nicht ihrem Wesen nach sich ändern lassen.

1) Es scheint mir nicht unmöglich, daß ähnliche eigentümliche Bedingungen auch bei der Stabilität mechanischer Systeme eintreten können.

Dresden, Institut für Schwachstromtechnik.

(Eingegangen 15. Dezember 1925.)

Das Hangphänomen des Quecksilbers in hochevakuierten Kapillaren.

Von Curt Hagen.

Inhaltsübersicht.

1. Einleitung.
2. Beschreibung der Apparatur.
3. Experimenteller Teil.
   a) Allgemeine Bemerkungen.
   b) Einfluß der Einstellhöhen auf die Hanglängen.
   c) Hanglängen in Abhängigkeit vom Druck.
      α) Kapillaren abgerundeter Formen.
      β) Kapillaren scharfkantiger Formen.
      γ) Einfluß der Wärmevergangenheit der Kapillaren auf die Hanglängen.
   d) Gasabgabe der Glaswandungen im Vakuum.
   e) Während des Evakuierens ausgeheizte Kapillaren.
   f) Temperatureinfluß auf die Hanglängen.
   g) Kapillaren mit innerer Siegellackbedeckung.
   h) Kapillaren mit Aufsatzstücken aus Eisen.
   i) Kapillarenaufsatzstücke aus Kupfer und Messing.
   k) Versuche mit Woodschem Metall.
   l) Wasserstofffüllung der Apparatur.
   m) Das Hangphänomen als Vakuumkriterium.
4. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Das in der Hochvakuumtechnik viel gebrauchte Manometer von McLeod, welches zur Messung sehr geringer Gasdrucke bis herab zu etwa 10^{-5} mm *Hg* Verwendung findet, gestattet nur dann noch einwandfreie Angaben, wenn das in der Meßkapillare durch Heben des Quecksilberspiegels zusammengedrückte Gasvolumen noch eine gut erkennbare Größe annimmt. Bei weitergeführtem Evakuieren bemerkt man — von einem gewissen Grade der Luftleere an — ein Verschwinden des restlichen Glasbläschens, so daß das Quecksilber die Meßkapillare vollkommen auszufüllen scheint. Senkt man darauffolgend den *Hg*-Spiegel wieder, so zeigt sich die Erscheinung, daß das Quecksilber in der Kapillare solange hängen bleibt, bis sich eine genügend hohe Differenz gegenüber dem Niveau im Vergleichssteigrohr gebildet hat und ein Losreißen der *Hg*-Säule erfolgt. Es läßt sich hierbei, qualitativ genommen, feststellen, daß bei fortschreitender Verdünnung des Gases eine Höhendifferenz von zunehmender Größe erforderlich wird, um das Loslösen der *Hg* Säule zu bewirken.

Dieses Phänomen findet verschiedentlich Erwähnung in der Literatur[1]), wobei die betreffenden Autoren gleichzeitig darauf hinweisen, daß diese Erscheinung ein Mittel sein kann, eine ungefähre Abschätzung über die Güte des erreichten Vakuums vorzunehmen. So teilt beispielsweise Simon mit, „daß, wenn die *Hg*-Säule bei langsamem Hochgehen und Senken im geschlossenen Volumen bis einige Millimeter Unterdruck hängen bleibt, der Druck kleiner als $1 \cdot 10^{-3}$ mm *Hg* ist".

Diese Angaben sind natürlich nicht von Allgemeingültigkeit für jedes McLeod-Manometer, sondern je nach Bauart, Größe der Kompressionskugel, Gestalt der Meßkapillare u. dgl. eine individuelle Eigenschaft dieser Apparate. Eine Untersuchung des Hangphänomens am McLeod selbst würde eine Druckmeßvorrichtung erfordern, die einen Meßbereich aufweist, der noch weit unterhalb von den Gasdrucken liegt, bei denen die Erscheinung auftritt. Da aber — von wenigen Ausnahmen abgesehen — bisher keine Vakuummanometer hergestellt sind, die einigermaßen einwandfreie Angaben bei Drucken von 10^{-3} mm *Hg* und darunter liefern, mußte eine andere Möglichkeit geschaffen werden, um das Hangphänomen schon bei Gasdrucken messend zu verfolgen, bei denen die McLeodschen Manometer üblicher Konstruktion noch nicht versagen. Dies wird dadurch erreicht, daß man Kapillaren allein verwendet, d. h. „Mc Leods" ohne Kompressionskugel benutzt. Das Hangphänomen tritt dann schon bei Gasdrucken auf, die noch gut meßbar sind.

Das Ziel der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen war, die Abhängigkeit des Hangphänomens vom Gasdruck unter verschiedenartigen Versuchsbedingungen zu erforschen.

Im experimentellen Teil wird zunächst die Art der Abhängigkeit der Hanglängen vom Gasdruck bei Verwendung verschieden gestalteter Kapillaren dargestellt. Es folgen dann Untersuchungen über den Einfluß der Temperatur, der Gasabgabe der Gaswandungen, der Wärmevergangenheit, d. h. der thermischen Vorbehandlung der Kapillaren, auf die Hangkurven und weiterhin Versuche mit Metallaufsatzstücken für die Kapillaren, mit Woodschem Metall als Verdrängungssubstanz und mit Wasserstoffüllung der Apparatur. Auf Grund der Reproduzierbarkeit der Messungen wird zum Schluß die Möglichkeit erörtert, die Hangerscheinung zu einem Meßverfahren auszugestalten.

2. Beschreibung der Apparatur.

Für die nachstehend aufgeführten Versuche wurde die in Fig. 1 skizzierte Apparatur benutzt, deren Hauptbestandteile im folgenden beschrieben werden sollen.

Zur Herstellung des Vorvakuums stand eine von Hand betriebene Zylinderölpumpe (System Geryk) zur Verfügung. Hieran angeschlossen

[1]) Z. B. bei H. Riegger, Über ein neues Vakuummanometer. Zeitschr. f. techn. Phys. 1, 16, 1920; A. Goetz, Physik u. Technik des Hochvakuums (Vieweg); H. Simon, Ionisationsmanometer. Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 221, 1924.

war eine etwa 3 Liter fassende Glaskugel, welche im luftleeren Zustande als sog. Puffervakuum diente. Zur Erzeugung des Hochvakuums war ein Glaspumpenaggregat eingeschaltet, bestehend aus einer Mittel- und Hochvakuumpumpe. Beide im hiesigen Physikinstitut angefertigten Pumpen arbeiten nach dem Quecksilberdampfstrahl- und Diffusionsprinzip. Die Mittelvakuumpumpe ist mit einer doppeltwirkenden Wasserkühlung versehen.

In Verbindung mit den Hg-Dampfpumpen stand ein Mc Leod-Vakuummanometer, das zur Messung der geringen Gasdrucke benutzt wurde. Es war in der abgekürzten Form hergestellt, wodurch die oftmals lästige Schlauchverbindung

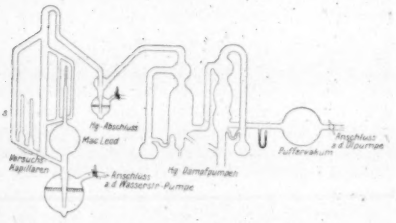


Fig. 1.

zwischen dem Hg-Rezipienten und der Meßkugel vermieden wird. Das Auf- und Herunterlassen des Quecksilbers während einer Druckmessung wurde durch einen Dreiwegehahn vorgenommen, der entweder die Verbindung mit der Atmosphäre oder der angeschlossenen Wasserstrahlpumpe freigab. Die Meßkugel des Mc Leod besaß einen Rauminhalt von 320 cm^3.

Die zu messende Gasmenge wurde zunächst in eine Kapillare vom Durchmesser $2r = 2{,}11$ mm hineingedrückt und anschließend daran in eine engere Kapillare ($2r = 0{,}77$ mm). Zum Vergleich der Höhenunterschiede der Quecksilberkuppen sind Kapillaren entsprechend gleicher Durchmesser parallel zu den Meßkapillaren hochgeführt worden. Auf der nach dem Boyle-Mariotteschen Gesetz errechneten quadratischen Skala ließen sich Drucke bis zu 10^{-5} mm Hg gut ablesen.

Ein seitlich vom Hauptsteigrohr des Mc Leod abzweigendes Nebenrohr (s) trug die zur Untersuchung der Hangerscheinung benutzten Glaskapillaren. Somit konnte gleichzeitig eine Füllung der Kapillaren mit Quecksilber und eine Druckmessung vorgenommen werden.

Zur Trennung des Mc Leod nebst Versuchskapillaren vom übrigen Raum der Apparatur diente ein Quecksilberabschluß, der, ähnlich wie es beim Mc Leod beschrieben ist, durch einen Dreiwegehahn betätigt wurde. Durch diesen Abschluß wurde die Verwendung von Glashähnen im Hochvakuumgebiet der Apparatur vermieden. Das Hauptsteigrohr des Mc Leod war bis zu einer Länge von etwa 80 cm hochgeführt worden, um ein Überlaufen des Quecksilbers bei Steighöhen bis zu Atmosphärendruck zu verhindern.

3. Experimenteller Teil.

a) Allgemeine Bemerkungen.

Das in der Apparatur benutzte Quecksilber war durch ein Vakuumdestillationsverfahren von Fremdbestandteilen weitgehend gereinigt; es wurde ebenfalls eine sorgfältige Säuberung aller Glasteile, besonders der Kapillaren, nach den üblichen Reinigungsmethoden vorgenommen.

Für jede der zur Untersuchung der Hangerscheinung benutzten Kapillaren wurde die Depression des Quecksilbers bestimmt. Es soll in diesem Falle unter Depression derjenige Höhenunterschied verstanden werden, welcher zwischen dem Hg-Spiegel im Vergleichssteigrohr (Fig. 1, s) und dem Hg-Meniskus im Moment des Anschlagens im Kapillarscheitel vorhanden ist.

Hängt beim Senken des Hg-Spiegels eine Hg-Säule in der Kapillare, die bis zum Loslösen eine Länge b besitzt und beträgt die eben beschriebene Kapillarendepression die Größe a, so soll die Streckensumme $a + b$ im folgenden immer mit „Hanglänge“ Hl bezeichnet werden.

Die Grenzen der Druckbereiche, in denen die Hanglängen bestimmt wurden, sind gegeben einmal durch die Reichweite der Meßgenauigkeit des Mc Leod — etwa 10^{-5} mm Hg — zum anderen durch diejenige Stelle höheren Drucks, bei der das Hangphänomen verschwindet, was, wie später gezeigt wird, ungefähr bei 10^{-3} mm Hg eintritt.

Um den die Messungen störenden Einfluß der Gasabgabe aus den Glaswandungen, welcher besonders bei frisch gepumpter Apparatur vorhanden ist, in genügendem Maße zu vermindern, wurden die Messungen erst nach längerem Evakuieren angestellt. Es wird in einem der folgenden Kapitel gezeigt, daß dieser Einfluß dadurch während der Zeit einer Messung unmerklich geworden ist.

b) Einfluß der Einstellhöhen auf die Hanglängen.

Da bei der Bestimmung der Hanglängen eine gleichzeitige Messung des Gasdrucks ausgeführt wurde, mußte der Hg-Spiegel noch um ein Stück über das obere Ende der Kapillare

gehoben werden, um die für das Mc Leod erforderliche Einstellung zu erreichen. Es war nun die Frage zu untersuchen, ob die Hanglänge, welche bei einem konstant gehaltenen Ausgangsdruck ermittelt wird, eine Veränderung erfährt, je nachdem das *Hg*-Niveau im Vergleichssteigrohr eine mehr oder minder große Einstellhöhe besitzt.

Es wurden daher eine Reihe von Messungen ausgeführt, in denen die Hanglängen bei bestimmten Gasdrucken unter Variieren der Einstellhöhen ermittelt wurden.

Es ergab sich aus allen Versuchen eine weitgehende Unabhängigkeit von der Einstellhöhe.

Zur Veranschaulichung diene eine in folgender Tabelle dargestellte Meßreihe, die bei einem Gasdruck von $6{,}2 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg* ausgeführt ist.

Einstellhöhe (mm)	Hanglängen (mm)			
	1. Messung	2. Messung	3. Messung	4. Messung
3,0	16,8	17,0	17,2	17,2
90,0	17,1	16,9	17,2	17,0
320,0	17,0	17,4	17,0	17,1

c) Hanglängen in Abhängigkeit vom Druck.

α) Kapillaren abgerundeter Form. Für die Untersuchung des Hangphänomens in seiner Beziehung zum Gasdruck wurde zunächst eine Anzahl von Kapillaren verwendet, deren innerer Durchmesser von 1,0 mm bis 1,8 mm variierte und deren obere Enden Formen aufwiesen, wie

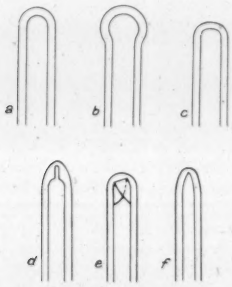


Fig. 2.

in Fig. 2a, b, c angedeutet ist. Die drei Haupttypen waren Halbkugel, Kugel und abgeflachte Kuppel. Zur Veranschaulichung der Abhängigkeit der Hanglängen vom Druck ist in der Fig. 3 eine Hangkurve in ihrer sich für alle Messungen darstellenden charakteristischen Gestalt aufgeführt.

Als Ordinate wurde die im vorhergehenden definierte Hanglänge (in mm) aufgetragen, während die Abszissenwerte die Gasdrucke (in mm *Hg*) angeben. Diese Angaben für den Druck sind für das obere Kurvenstück mit 10^{-5}, für das untere Kurvenstück mit 10^{-4} zu multiplizieren. Die untere Kurve ist als unmittelbare

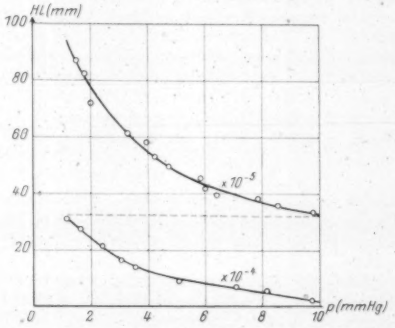


Fig 3.

Fortsetzung der oberen anzusehen und müßte eigentlich um das Zehnfache gedehnt sein, wenn der Maßstab des oberen Kurventeils zugrunde gelegt wird. Letzteres ist aber der besseren Übersicht wegen in den Zeichnungen vermieden worden.

Bei allen Kurven zeigt sich eine anfänglich rasche Abnahme der Hanglängen bei wachsendem Druck, späterhin ein flacherer Kurvenverlauf bis zu einem Grenzdruck, bei dem das Hangphänomen verschwindet.

Alle Messungen wurden mehrfach auf ihre Reproduzierbarkeit nachgeprüft und in den Grenzen der Einstellgenauigkeit bestätigt. Größere Fehler können dann eintreten, wenn die Kapillaren während einer Messung eine Erschütterung erleiden.

Zur Prüfung der Verhältnisse bei Glasröhren größerer lichter Weiten sind Untersuchungen an einer Anzahl „Kapillaren" vorgenommen worden, deren Durchmesser 2 bis 10 mm betrugen. Die Scheitelflächen dieser Röhren hatten ebenfalls abgerundete Formen. Die charakteristische Gestalt der Hangkurven ist auch hier vorhanden.

β) Kapillaren scharfkantiger Formen. Die Hangerscheinung in Kapillaren mit spitzen, scharfkantigen und kegelförmigen oberen Enden soll jetzt behandelt werden.

Es wurden zunächst Kapillaren von den in Fig. 2 d, e, f gezeichneten Formen angefertigt und längere Zeit evakuiert.

Es zeigte sich, daß bei Drucken, die noch sehr viel kleiner als $1 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg* waren, ein Haften des Quecksilbers nicht eintrat. Wurden die scharfkantigen Formen jedoch durch Erhitzen nach und nach in mehr abgerundete Formen übergeführt, so wurde die Hangerscheinung in den meßbaren Druckbereichen wieder wahrgenommen.

Zur besseren Klarlegung dieser Verhältnisse wurden im besonderen Kapillaren mit kegelförmigen Enden von bestimmten Öffnungswinkeln untersucht. Aus Kupfer hergestellte kleine Stempel mit der gewünschten Kegelform wurden in die Kapillare eingeführt und zusammen mit dieser solange erhitzt, bis das zähflüssig gewordene Glas sich plastisch um den Kupferstempel legte, welcher nach dem Erkalten leicht wieder entfernt werden konnte. Die gleiche Kapillare wurde nacheinander mit Kegeln verschiedener Öffnungswinkel versehen und untersucht.

Um bei dem erforderlichen mehrmaligen Abtrennen und Wiederanschmelzen der Kapillare eine merkliche Veränderung des inneren Volums und somit auch der in der Spitze zusammengedrückten Gasmenge zu vermeiden, wurde die Kapillare nicht unmittelbar an das Seitenrohr angesetzt, sondern auf eine kleine vertikal stehende Erweiterung von bestimmtem Rauminhalt — dem Zusatzvolum — angeschmolzen.

Die benutzten Kapillaren hatten Durchmesser von 1,2 bis 1,8 mm und eine Länge von etwa 60 bis 80 mm. Aus der Reihe der Messungen sei zur Veranschaulichung das folgende Ergebnis angeführt:

1. Öffnungswinkel $\alpha = 26^0$. Das Hangphänomen tritt erst bei Drucken auf, die wesentlich geringer als $1 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg* sind, also außerhalb des Meßbereichs des verwendeten Mc Leod-Manometers.

2. $\alpha = 42^0$. Die Hangerscheinung setzt etwa bei $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg* ein und gibt bei $1 \cdot 10^{-5}$ mm einen haftenden *Hg*-Faden von 3 mm Länge. (Die Kapillardepression im Scheitel ist nicht mit eingerechnet, da bei spitzen Kapillaren nicht einwandfrei festzustellen.)

3. $\alpha = 68^0$. Einsetzen des Hängens bei $7{,}5 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg*. Es findet bei zunehmendem Druck ein anfangs recht starkes Abfallen der Hangkurve statt.

4. $\alpha = 102^0$. Ein Abweichen von den Hangkurven der Kapillaren abgerundeter Formen ist nicht zu bemerken.

Ganz ähnlich verhalten sich Kapillaren mit dachförmigen Scheiteln.

γ) Einfluß der Wärmevergangenheit der Kapillaren auf die Hanglängen. Der Schnittpunkt der Hangkurve mit der Abszissenachse sei mit Grenzdruck bezeichnet, d. i. also derjenige Druck, bei dem das Hangphänomen gerade verschwindet. Beim Vergleichen der Hangkurven findet man, daß dieser Grenzdruck bei den verschiedenartigen Kapillaren verschiedene Werte annimmt. Die Gestalt der Hangkurven an sich betrachtet, behält jedoch immer ihr gleichartiges Aussehen.

Eine Ursache für das frühere oder spätere Erreichen des Grenzdruckes liegt, wie schon in der Einleitung erwähnt, in der Menge des in der Kapillare zusammengedrückten Gases. Je größer das Kompressionsvolumen ist, um so später wird der Grenzdruck erreicht.

Wie im folgenden gezeigt werden soll, kann eine weitere Ursache in der Verschiedenheit der Grenzdrucke — wie überhaupt der Hanglängen — in der Eigenart der Versuchsbedingungen liegen, selbst dann, wenn für die Messungen die gleiche Kapillare benutzt wird.

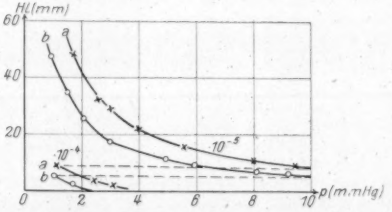


Fig. 4.

Es wurden von mehreren Kapillaren abgerundeter Form die Hangkurven bestimmt und diese auf ihre Reproduzierbarkeit geprüft. Nachdem die Apparatur wieder unter Atmosphärendruck gesetzt war, wurden die Kapillaren durch ein Gebläse längere Zeit schwach erhitzt und darauf durch einen Luftstrom schnell gekühlt. Nach dem Evakuieren wurden alsdann die Hangkurven der in ihrer Gestalt unverändert gebliebenen Kapillaren von neuem aufgenommen. Es zeigte sich eine teilweise recht merkliche Abweichung der neuen Messungen von den zuerst aufgenommenen. In Fig. 4 sind zwei solcher Meßreihen dargestellt, von denen die mit a bezeichnete vor dem Erhitzen, die mit b bezeichnete nach dem Erhitzen der gleichen Kapillare aufgenommen wurde.

In dem dargestellten Beispiel liegt die nach dem Erhitzen ermittelte Kurve unterhalb der ursprünglichen; dies ist jedoch nicht immer der Fall, vielmehr trat auch oft die entgegengesetzte Erscheinung auf.

Aus diesen Versuchen geht hervor, daß die sog. Wärmevergangenheit des Glases eine ge-

wisse Rolle spielt, wobei nach F. Eckert[1]) Änderungen der Gestaltselastizität und molekulare Umlagerungen im Glase auftreten, die vermutlich ihrerseits wieder von Einfluß auf die Hanglängen sind.

d) Die Gasabgabe der Glaswandungen im Vakuum.

Eine von atmosphärischen Drucken bis zum Hochvakuum leergepumpte Glasapparatur zeigt die bekannte und leicht zu beobachtende Erscheinung, daß bei völlig luftdichtem Abschluß eine mehr oder weniger schnelle Verschlechterung des Vakuums mit der Zeit eintritt.

Der Grund der Gasdruckzunahme liegt in der Eigenschaft der im Glas okkludierten Gasmenge, allmählich aus ersterem herauszudiffundieren. Eine wesentliche Herabminderung dieses Effekts wird durch Erwärmen der Glasteile während des Evakuierens erzielt. Es wird dies Verfahren im allgemeinen nicht auf alle Glasteile anwendbar sein, da besonders bei Anschmelzstellen die Gefahr des Zerspringens vorhanden ist.

In Hinsicht darauf, daß die bei gewöhnlicher Temperatur evakuierte Apparatur gewissermaßen als Gasquelle wirkt, liegt die Frage nahe, inwieweit die Bestimmung der Hanglängen durch diese dauernde Druckveränderung eine Beeinflussung erfährt. Zur experimentellen Klarlegung dieses Einflusses wurde folgendes Verfahren angewandt:

Eine Versuchskapillare, die genau so wie bei der Hanglängenmessung auf ein Seitenrohr aufgesetzt war, wurde bis zu einem Druck von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg evakuiert und die zu diesem Gasdruck gehörende Hanglänge festgestellt. Das Senken des Hg-Spiegels nach der Messung geschah aber nur soweit, daß eine Verbindung des Kapillarvolums mit dem übrigen Raum der Apparatur nicht eintrat und ein Druckausgleich somit nicht möglich war. In zeitlichen Abständen von je 5 Minuten wurden die Hanglängen von neuem bestimmt, wobei der Kapillarabschluß immer erhalten blieb.

Das Ergebnis der vielfach wiederholten Versuche war eine von Messung zu Messung abnehmende Hanglänge.

Die nach einmaligem Evakuieren aufgenommenen Werte lassen zunächst nur auf das Vorhandensein des Freiwerdens von Gas aus den Glaswandungen schließen. Um zu ermitteln, ob eine Erschöpfung der Gasquelle bei längerem Pumpen eintritt, wurde die Kapillare jedesmal, nachdem eine gewisse Anzahl von Messungen aufgenommen war, durch ein kurzes Senken des abschließenden Quecksilbers mit den in Betrieb gehaltenen Pumpen verbunden und dadurch in der Kapillare wieder ein höherer Grad der Luftleere hergestellt. Nach erfolgtem neuerlichen Abschluß wurde eine weitere Meßreihe, erstreckt

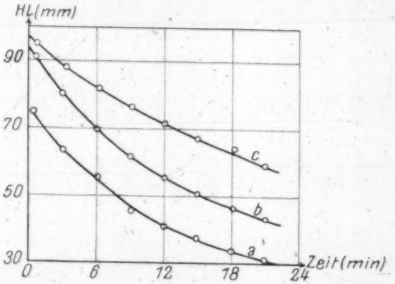


Fig. 5.

über ein bestimmtes Zeitintervall, aufgenommen und dann das angegebene Verfahren mehrmals wiederholt.

Nach diesem Verfahren sind die in Fig. 5 dargestellten drei Meßreihen aufgenommen, wobei Kurve a bei erstmaligem, Kurve b und c beim

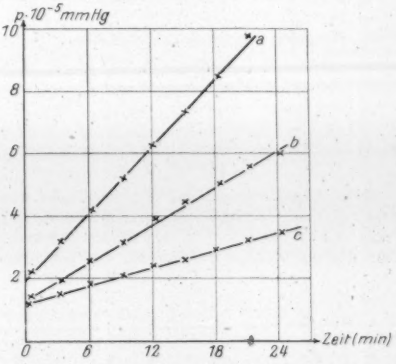


Fig. 6.

zweiten bzw. dritten Evakuieren erhalten wurden. Aus einer vorher aufgenommenen Hangkurve für die bei der Messung benutzten Kapillare konnte der zu den betreffenden Hanglängen in Fig. 5 gehörende Druck bestimmt und in ein zweites Diagramm (Fig 6) eingetragen werden. Es zeigt sich, daß die Abhängigkeit zwischen Druck und Zeit für die hier betrachteten Vakua durch eine Gerade dargestellt wird. Die Steil-

1) F. Eckert, Über die physikalischen Eigenschaften der Gläser. Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **20**, 93—275, 1923.

heit dieser Geraden nimmt bei fortschreitender Anzahl der oben beschriebenen Evakuierungsprozesse ab. Man ersieht hieraus, daß die Ergiebigkeit der Gasquelle, definiert als die in der Zeiteinheit hervorgebrachte Gasmenge, sich bei längerem Pumpen vermindert.

Aus diesem speziellen hier angeführten Beispiel läßt sich eine überschlägliche Berechnung anstellen, welchen Einfluß die Gasabgabe während einer Messung auf die Bestimmung der Hanglängen ausübt. Es sei angenommen, daß während einer Messung die sehr hochbemessene Zeit von 1 Minute verstreicht. Als Anfangsdruck möge $3 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg* gemessen sein. Aus den Kurven *a*, *b* und *c* der Fig. 6 ist zu entnehmen, daß dieser auf die Werte $3{,}3 \cdot 10^{-5}$ bzw. $3{,}2 \cdot 10^{-5}$ und $3{,}1 \cdot 10^{-5}$ mm *Hg* in 1 Minute gestiegen ist. Ein Vergleich mit der vorher ermittelten Hangkurve zeigt nun, daß sich statt des richtigen Hanglängenwertes von 65,0 mm Hanglängen von 61,0 bzw. 62,5 und 64,0 einstellen. In diesem Beispiel würde der prozentuale Fehler beim ersten Evakuieren 6 Proz., beim zweiten und dritten Mal 4 Proz. bzw. 1,5 Proz. betragen. Es ist hieraus zu ersehen, daß ein merklicher Einfluß des abgegebenen Gases auf die Veränderung der Hanglängen während einer Messung dann nicht vorhanden ist, wenn die Dauer des Pumpens nicht allzu kurze Zeit beträgt. Eine Korrektion der Hanglängenwerte ist somit nicht nötig.

Es zeigte sich ferner aus den Messungen, daß die Gasabgabe bei Drucken, die mehr als 10^{-3} mm *Hg* betrugen, sehr gering wird.

e) Während des Evakuierens ausgeheizte Kapillaren.

Nach der Untersuchung der Gasabgabe aus dem Glas der nicht erhitzten Kapillaren, soll jetzt das Verhalten des Hangphänomens in dem Falle dargelegt werden, wo die Versuchskapillaren während des Evakuierens durch stärkeres Erhitzen zu einem Teil von der anhaftenden Gashaut befreit worden waren. Die Apparatur wurde zunächst bis zum Hochvakuum entgast und die Versuchskapillare darauf durch ein Handgebläse vorsichtig während einiger Minuten bis kurz vor dem Erweichungspunkt des Glases erhitzt. Nach der Abkühlung bis auf Zimmertemperatur begann die Bestimmung der Hanglängen. Für die Messungen wurde das schon im vorigen Kapitel beschriebene Verfahren verwendet, d. h. es wurde das in der Kapillare befindliche Quecksilber nach jeder Messung nur soweit gesenkt, daß ein Kommunizieren des Kapillarraumes mit dem übrigen Raum der Apparatur nicht möglich war.

Aus der Reihe der aufgenommenen Messungen sind in Fig. 7a und b zwei für diese Versuche typische Punktfolgen aufgeführt, die sich über ein Zeitintervall von etwa 30 Minuten erstrecken. Ordinaten sind hier die von fünf zu fünf Minuten bestimmten Hanglängen.

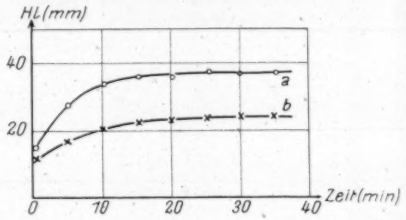


Fig. 7.

Das anfängliche Anwachsen der Kurven ist damit zu erklären, daß die vorher durch Erhitzen teilweise entgaste Innenfläche der Kapillare nunmehr im abgekühlten Zustande von neuem die Fähigkeit der Sorption erhalten hat. Durch das teilweise Hineindiffundieren der in der Kapillare abgeschlossenen Gasmenge in die Glaswandung wird eine Druckverminderung hervorgerufen, die ihrerseits ein Anwachsen der Hanglängen zur Folge hat. Je nach dem Grade der anfänglichen Entgasung der Glasfläche wird ein mehr oder minder starker Anstieg der Hanglängen zu bemerken sein.

Bei diesen Untersuchungen ergibt sich somit, daß die im Vakuum ausgeheizten Kapillaren durch ihre Fähigkeit der Gasbindung im kalten Zustande bei den Messungen einen geringeren Druck vortäuschen können, als dieser in Wirklichkeit beträgt.

f) Temperatureinfluß auf die Hanglängen.

Die Ermittlung der Hanglängen bei den vorhergehend beschriebenen Untersuchungen wurde immer bei Zimmertemperatur ausgeführt. Es war nun eine weitere Aufgabe, festzustellen, in welchem Maße sich ein Einfluß auf die Werte der Hanglängen bei den Temperaturen bemerkbar macht, die noch keine Loslösung der im Glas absorbierten Gase bewirken oder gar eine innere Umwandlung des Glases hervorrufen, wie dies ja bei höheren Temperaturen eintreten kann.

Die in Betracht kommenden Wärmegrade lagen bei diesen Versuchen ungefähr zwischen 20° und 70° C. Für die Erwärmung der Kapillaren wurde die in Fig. 8 angedeutete Anordnung benutzt. Die Versuchskapillare war mit einem Glasrohr als Heizmantel umgeben; durch

zwei Schlauchverbindungen war ein Wassergefäß angeschlossen, welches von außen geheizt werden konnte. Der sich ausbildende Konvektionsstrom zirkulierte im Heizmantel von oben nach unten bei gleichzeitiger Erwärmung der Kapillare. Zur

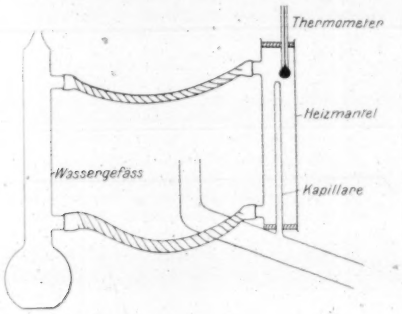


Fig. 8.

Messung der Temperatur diente ein im oberen Ende des Heizmantels eingeführtes Thermometer.

Die Ausführung der Messungen geschah jedesmal nach vorhergehendem längeren Erwärmen der Kapillare unter gleichzeitigem Evakuieren. Das Aufsteigen des Quecksilbers wurde

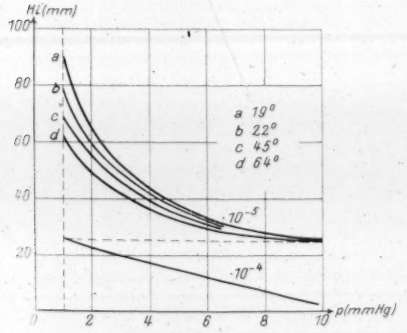


Fig. 9.

mit geringer Geschwindigkeit ausgeführt, um eine Erwärmung des Meniskus auf die jeweilig eingestellte Temperatur zu ermöglichen.

Die mit verschiedenen Kapillaren (Durchmesser von 1,0—1,8 mm) ausgeführten Versuche zeigten gute Reproduzierbarkeit und ergaben einen merklichen Temperatureinfluß bei niedrigen Drucken und höheren Wärmegraden. In Fig. 9 sind vier Hangkurven der gleichen Kapillare bei vier verschiedenen Temperaturen (19°, 32°, 45° und 64° C) gezeichnet. Bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg ist zwischen Kurve a und Kurve d bei einem Temperaturunterschied von 45° C eine Hanglängendifferenz von etwa 30 mm vorhanden, was einer Abweichung von 33 Proz. entspricht. Bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg dagegen ist der Unterschied der Hanglängenwerte und somit auch die prozentuale Abweichung fast unmerklich.

Man ersieht hieraus, daß die in praxi vorkommenden Temperaturschwankungen einen ins Gewicht fallenden Einfluß auf die Hanglängenwerte kaum ausüben, wenn die Methode nicht in sehr niedrige Druckgebiete hinein verfolgt wird.

g) Kapillaren mit innerer Siegellackbedeckung.

Die Untersuchung des Hangphänomens wurde auf die Fälle erstreckt, bei denen die Grenzflächen, zwischen denen die Adhäsion wirkte, aus Glas und Quecksilber gebildet wurden. Es sollen nun Versuche beschrieben werden, die nach Ersetzen einer dieser Grenzschichten durch eine solche von anderer Substanz vorgenommen wurden. Die Grenzschichten bestanden aus:

Quecksilber—Siegellack,
Quecksilber—Eisen,
Quecksilber—Quecksilber,
Woodsches Metall—Glas.

Für die erste Untersuchung mit den Grenzflächen Hg und Siegellack wurden Kapillaren von 2,0 bis 2,7 mm Durchmesser und abgerundeten Formen verwendet. Der Siegellack wurde in pulverisierter Form und geringer Menge in die trockene, gut gereinigte Kapillare eingeführt und deren geschlossenes Ende alsdann unter fortgesetztem Drehen langsam erwärmt. Der weiche Siegellack setzte sich an der Glasfläche in Form eines dünnen haubenartigen Überzugs fest, der, von der Kapillarspitze an gerechnet, etwa 5 bis 10 mm herabreichte. Die geringe Schichtdicke, welche nach Beendigung der Versuche zu ungefähr 0,2 mm bestimmt wurde, erlaubte bei seitlicher Beleuchtung eine Beobachtung des Umrisses des Hg-Meniskus und dadurch auch das Ablesen von Hanglängen geringer Größe.

Die aus diesen Versuchen gewonnenen Kurven zeigen allgemein die gleiche charakteristische Gestalt wie die sonstigen Hangkurven.

In einigen Fällen wurde eine Abweichung von folgender Art wahrgenommen: Nach Unterschreiten des Grenzdrucks, bei dem das Hangphänomen gerade auftritt, blieb der Hg-Faden in der Versuchskapillare nach dem Senken des Hg-Spiegels bis zu einer gewissen Länge hängen

und riß dann an einer von Messung zu Messung verschiedenen Stelle unterhalb der Kapillarspitze ab. Die Ansicht, daß etwaige kleine Inhomogenitäten der Siegellackschicht einen Einfluß ausgeübt hätten, führte dazu, den Siegellack vorsichtig zu erwärmen und — nach dem Erkalten des letzteren — die Messungen von neuem auszuführen. Hierbei zeigte sich, daß es in allen Fällen möglich war, die normale Hangerscheinung wieder herbeizuführen.

h) Kapillaren mit Aufsatzstücken aus Eisen.

Durch das Anbringen von eisernen Aufsatzstücken auf die oberen geöffneten Kapillarenden war eine Hanguntersuchung zwischen den Grenzschichten Hg—Eisen möglich. Das in Fig. 10a

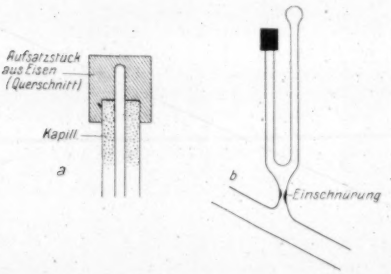


Fig. 10.

abgebildete zylindrische Aufsatzstück besaß einen Bohrkanal, der den gleichen Querschnitt wie die Kapillare hatte und eine Verlängerung der letzteren bildete. Die Eisenhütchen wurden mit weißem Siegellack luftdicht auf die Kapillare gekittet. Die Luftdichtigkeit dieser Ansatzstellen wurde bei evakuierter Apparatur besonders geprüft und bestätigt gefunden. Für die Feststellung derjenigen Hanglängen, die sich wegen der Aufsatzstücke der unmittelbaren Beobachtung entzogen, gelangte die in Fig. 10b skizzierte Anordnung zur Verwendung.

Ein kleines mit Einschnürungsstelle versehenes Glasrohr war mit zwei U-förmig angeordneten Kapillaren verbunden. Die eine für die Hangmessungen bestimmte Kapillare trug einen Eisenaufsatz, während die andere Vergleichskapillare am oberen Ende zu einer kleinen Kugel erweitert war. Durch diese Anordnung wurde erreicht, daß der in der einen Kapillare herunterfallende Hg-Faden ein Hochschnellen des Quecksilbers im Vergleichsrohr verursachte. Es ergab sich aus den Versuchen, die mit Kapillaren ohne Eisenhütchen ausgeführt wurden, daß der Reaktionsstoß im Vergleichsrohr noch dann wahrzunehmen war, wenn der Hg-Faden beim Loslösen vom Kapillarenscheitel aus etwa 2 mm Höhe herabfiel.

Die in der Folge unter Verwendung von Eisenaufsatzstücken angestellten Versuche ergaben nun, daß die Hangerscheinung selbst bei Drucken, die weit unterhalb von $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg lagen, ausblieb.

Wurden daraufhin einige der Eisenhütchen in ähnlicher Weise, wie im vorigen Kapitel beschrieben ist, mit einem inneren Siegellacküberzug versehen, so trat bei den neuerlich aufgenommenen Versuchen das Hangphänomen in normaler Weise wieder auf.

i) Kapillarenaufsatzstücke aus Kupfer und Messing.

Es gelangte eine Anzahl von Aufsatzstücken aus amalgambildenden Metallen (bzw. Legierungen) zur Untersuchung. Man hat in diesem Falle zwei gleichartige Grenzflächen, nämlich Hg—Hg. Die Formen und Maße dieser Metallhütchen waren ganz ähnlich dem in Fig. 10a abgebildeten Eisenhütchen. Bei der Herstellung der inneren Amalgamschicht wurde folgendermaßen verfahren: Das Metallhütchen wurde zunächst mit Ausnahme des Bohrkanals mit einem Paraffinüberzug versehen; darauf wurde die Kanalwandung mit verdünnter Salpetersäure angeätzt und schließlich durch Verreiben einer kleinen Quecksilbermenge eine zusammenhängende Amalgamschicht hergestellt. Nachdem der Paraffinüberzug, der ein Anätzen bzw. Amalgamieren der übrigen Stellen verhindern sollte, entfernt war, konnte durch Aufkitten des Metallhütchens auf das obere ebene Ende der Glaskapillare eine luftdichte Verbindung hergestellt werden. Die Anordnung zwischen Versuchs- und Vergleichskapillare war die gleiche wie in Fig. 10b.

Neben den beschriebenen Metallaufsätzen wurde noch eine Ganzmetallkapillare aus Kupfer angefertigt und in der beschriebenen Weise mit einer inneren Amalgamschicht versehen.

Die vielfach wiederholten Versuche zeigten, daß das Hangphänomen in den meßbaren Druckbereichen (bis 10^{-5} mm Hg) gänzlich ausblieb. Wurde jedoch das Vakuum durch sehr langes Pumpen erhöht, so trat die Erscheinung in vollem Maße wieder auf.

Es sei noch erwähnt, daß einige der Metallaufsätze nach der Messung aufgeschnitten wurden zwecks Feststellung einer fehlerfreien Amalgamschicht. Dies konnte in allen Fällen bestätigt werden.

k) Versuche mit Woodschem Metall.

Infolge der Eigenschaft einiger Metallegierungen, schon bei mäßig hohen Temperaturen flüssig zu werden, war eine Möglichkeit gegeben, das bei den Messungen in der Versuchskapillare benutzte Quecksilber durch eine derartige Legierung zu ersetzen und somit eine andersartige Grenzschicht zu schaffen. Im vorliegenden Falle wurde die bekannte Woodsche Legierung angewandt, deren Schmelzpunkt zu etwa 68° C bestimmt wurde. Um das Metall im flüssigen Zustand zu erhalten, war es erforderlich, die Versuchskapillare nebst dem angeschlossenen Gefäß mit dem darin befindlichen Metall in ein Wärmebad zu tauchen. Dies wurde in der Weise ausgeführt, wie es in Fig. 11

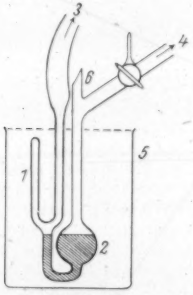


Fig. 11.

dargestellt ist. Die Versuchskapillare (1) steht einmal durch das Rohr (3) in Verbindung mit den Hochvakuumpumpen, zum andern mit dem kugelförmigen Behälter mit Woodschem Metall (2). Durch Betätigen des Dreiweghahns kann die flüssige Legierung entweder in die Kapillare gedrückt oder wieder zurückgezogen werden, je nachdem die Verbindung mit der äußeren Luft oder der Wasserstrahlpumpe freigegeben wird. Die ganze Anordnung ist mit einem Wassergefäß (5) umgeben, welches von außen angeheizt wird.

Durch einen Hg-Abschluß konnte das Mc Leod und die Versuchskapillare von der übrigen Apparatur getrennt werden.

Das leicht oxydierende Woodsche Metall wurde zunächst von der Oxydhaut befreit und im festen Zustande in das geöffnete Ansatzrohr (Fig. 11) gebracht. Nach dem Zuschmelzen desselben wurde die Apparatur evakuiert und das Wasserbad auf die Temperatur von etwa 75—80° C erwärmt, wodurch das Woodsche Metall zum Schmelzen gebracht wurde.

Nach fortgesetztem längeren Evakuieren, bis zu Drucken, die weit unterhalb des Meßbereichs vom Mc Leod lagen, wurden die Hangversuche angestellt, wobei in keinem Falle ein Haften des Woodschen Metalls in der Kapillare festgestellt werden konnte.

l) Wasserstoffüllung der Apparatur.

Es verbleibt noch die Klarlegung der Frage, in welchem Maße ein Einfluß auf das Hangphänomen gegeben ist, falls die in der Kapillare zusammengedrückte Luft durch ein Gas von anderer Beschaffenheit ersetzt wird.

Wegen seines von Luft stark abweichenden Molekulargewichts wurde Wasserstoff zur Füllung der Apparatur verwendet. Um die in ihrer ursprünglichen Anordnung (Fig. 1) benutzte Apparatur in allen Teilen gut mit H_2-Gas zu durchsetzen, wurde diese zunächst bis zum Hochvakuum entgast und darauf der Wasserstoff langsam eingeleitet, bis der Druck wieder auf etwa 1 Atmosphäre gestiegen war. Nach erneutem Evakuieren konnte jedesmal eine Meßreihe von einer Anzahl der auf dem Seitenrohr angebrachten Kapillaren aufgenommen werden. Vor jeder der mehrfach wiederholten Hanglängenmessungen wurde die Apparatur in der beschriebenen Weise von neuem mit Wasserstoff gefüllt. Von den benutzten Kapillaren wurde vor und nach den Versuchen mit Wasserstoff je eine Hangkurve bei Luftfüllung bestimmt und diese mit den bei H_2-Füllung ermittelten verglichen.

Das Ergebnis dieser Versuche war, daß ein merklicher Einfluß auf die Größe der Hanglängen nicht besteht und sich die Hangkurven für Luft- und H_2-Füllung identisch erwiesen.

Zur Veranschaulichung dieser Tatsache ist in Fig. 12 eine Reihe von Meßpunkten darge-

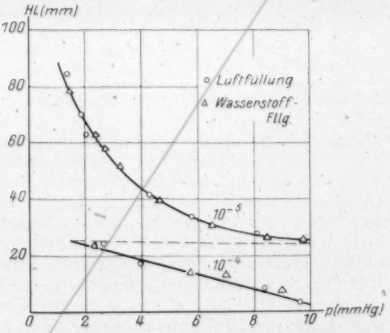


Fig. 12.

stellt, von denen die mit einem Kreis bezeichneten bei Luftfüllung, die mit einem Dreieck markierten bei Wasserstoffüllung bestimmt worden sind. Hieraus ist zu ersehen, daß beide Meßreihen der gleichen Hangkurve zugeordnet werden können.

m) Das Hangphänomen als Vakuumkriterium.

Bei den normal behandelten Glaskapillaren abgerundeter Formen hat es sich gezeigt, daß die Reproduzierbarkeit der Messungen in ausreichender Weise gewährleistet ist. Es besteht damit die Möglichkeit, die Hangerscheinung für bestimmte Druckgebiete als Meßmethode heranzuziehen und sie an die Stelle des Mc Leod oder anderer Meßvorrichtungen zu setzen. Es sollen im folgenden einige Eigenarten erörtert werden, die sich bei der Verwendung dieses Vakuumkriteriums ergeben würden.

Die Anordnung der Kapillare, mit der die Bestimmung der Hanglängen vorgenommen werden soll, ist natürlich in anderer Weise auszuführen, wie es bei den beschriebenen Untersuchungen geschehen ist, beispielsweise derart, wie in Fig. 13 angedeutet sei.

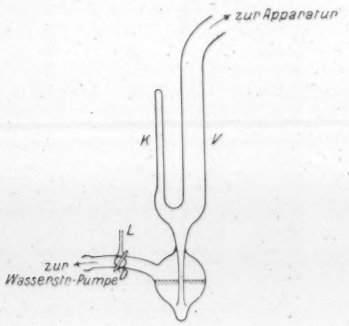


Fig. 13.

Von der Apparatur ist ein weites Vergleichssteigrohr (V) abgezweigt und parallel zu der Meßkapillare (K) heruntergeführt. Ein von dieser U-förmigen Anordnung nach unten gehendes Rohr mündet in einen Quecksilberglasbehälter. Das Heben und Senken des Quecksilbers geschieht, wie dies vorhergehend schon mehrfach beschrieben ist, durch einen seitlich am Glasbehälter angebrachten Dreiwegehahn (D), der zum Heben des Hg-Spiegels durch das kleine Kapillarrohr (L) Luft einströmen läßt, bzw. durch Herstellung einer Verbindung mit der angeschlossenen Wasserstrahlpumpe ein Senken des Quecksilbers bewirkt. Bei dieser Anordnung würde die zur Füllung der Kapillare und des Vergleichssteigrohrs benötigte Quecksilbermenge wesentlich geringer sein, als die für ein Mc Leod benutzte. Die Ausführung einer Messung kann in geringer Zeit erfolgen, da beim Heben des Hg-Spiegels bis zum Berühren des oberen Kapillarendes eine genau zu regulierende Einstellhöhe im Vergleichsrohr nicht erforderlich ist, wie in Kap. 3b dargelegt wurde.

Die Feststellung der Hanglängen steht der Ablesemöglichkeit der oft recht geringen Höhendifferenz zwischen dem Hg-Meniskus der Meß- und Vergleichskapillare im Mc Leod-Manometer nicht nach, zumal noch der Umstand bemerkenswert ist, daß die Höhenunterschiede bei abnehmendem Druck im Mc Leod kleiner, die Hanglängen dagegen unter gleichen Verhältnissen größer werden.

Erschwerend für die Anwendung der Hangmethode als Vakuumkriterium ist zunächst die Eigenschaft, daß jede Kapillare empirisch geeicht werden muß. Die Ausführung der Eichung einer solchen Kapillare braucht nicht unbedingt an dem Orte zu erfolgen, wo die Kapillare Verwendung finden soll, sondern kann unabhängig hiervon in Verbindung mit der Eichvorrichtung (Mc Leod usw.) vor sich gehen. Beim Einbau in die Apparatur ist nur zur Vermeidung von Meßfehlern darauf zu achten, daß die Kapillare keine Veränderung ihres inneren Volums erleidet oder am oberen Ende stark erwärmt wird. Der Meßbereich der Hangmethode ist auf Druckintervalle festgelegt, deren Schranken einmal durch den Grenzdruck, zum andern durch die Reichweite der Meßvorrichtung, die zur Eichung benutzt wird, gegeben sind.

Eine Extrapolation der Hangkurve nach der Seite der Gasdrucke hin, die wesentlich unterhalb 10^{-5} mm Hg liegen, hat sich praktisch nicht als durchführbar erwiesen, da der in der Kapillare haftengebliebene Hg-Faden sich bei diesen Drucken oft nicht von der Spitze loslöst, sondern an irgendeiner Stelle unterhalb derselben auseinanderreißt.

4. Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung einer mit Hangphänomen bezeichneten Adhäsionserscheinung des Quecksilbers in hochvakuierten Kapillaren.

Es wird zunächst eine zur Hauptsache aus Vakuumpumpen und einem Mc Leod-Manometer bestehende Apparatur beschrieben, die gestattet, gleichzeitig den Gasdruck und die als Kriterium

der Adhäsionskräfte dienende Hanglänge des Quecksilbers zu bestimmen.

Die an Kapillaren verschiedener Durchmesser festgestellte Gesetzmäßigkeit zwischen dem Gasdruck und der Länge der haftenden Hg-Säule drückt sich in einer für alle Messungen charakteristischen Kurvengestalt (Hangkurve) aus. Bei Drucken von der Größenordnung 10^{-3} mm Hg verschwindet das Hangphänomen.

Weitere Ergebnisse von den Untersuchungen, welche unter verschiedenen Bedingungen ausgeführt wurden, sind folgende:

Bei Verwendung von Kapillaren spitzer oder scharfkantiger Gestalt ihrer Scheitelflächen tritt kein Hängen des Quecksilbers auf.

Die Hangkurven der gleichen Kapillare weisen allgemein eine Verschiedenheit in der Lage zum Koordinatensystem auf, falls die Kapillare vor jeder Meßreihe eine besondere thermische Vorbehandlung erfährt. (Wärmevergangenheit des Glases).

Die im Hochvakuum auftretende Gasabgabe der Glaswandungen erwies sich bei der kurzen Dauer jeder Hanglängenbestimmung als wenig störend. Es konnte weiterhin gezeigt werden, daß bei Kapillaren, welche während des Evakuierens erhitzt wurden, das Einsetzen des Hangphänomens schon bei verhältnismäßig höheren Drucken erfolgte.

Durch Anbringen einer Heizvorrichtung wurden Hangkurven der gleichen Kapillaren bei verschiedenen mäßig hohen Temperaturen aufgenommen. Der Kurvenverlauf wird bei steigender Temperatur flacher. Besonders merklich ist dies in Gebieten niedriger Drucke.

In einem weiteren Versuche wird das Hangphänomen zwischen einer an der Innenfläche der Kapillare befindlichen Siegellackschicht und dem Quecksilber dargelegt. Die hierbei ermittelten Hangkurven zeigen nur quantitative, aber keine grundsätzlichen Abweichungen in bezug auf die normalen Kurven.

Kapillaren mit eisernen Aufsatzstücken, versehen mit gleichkalibrigen Bohrkanälen, lassen das Hangphänomen selbst im höchsten Vakuum vermissen.

Bei Verwendung ähnlicher Aufsatzstücke aus amalgambildenden Metallen (Kupfer, Messing) haftet das Quecksilber erst — dann aber in vollem Maße — bei Drucken, die weit geringer als 10^{-3} mm Hg (Meßgrenze des Mc Leod) sind.

Messungen, die bei Wasserstofffüllung der Apparatur angestellt wurden, ergaben Hangkurven, die mit denjenigen bei Luftfüllung aufgenommenen identisch waren.

Statt des Quecksilbers wurde Woodsches Metall als Verdrängungsflüssigkeit eingeführt. Eine Hangerscheinung konnte nicht festgestellt werden.

Den Abschluß des experimentellen Teils bildet eine Erörterung über die Anwendungsmöglichkeit des Hangphänomens für Meßzwecke, da sich die Hanglängenbestimmung als gut reproduzierbar erweist. —

Die vorliegende Arbeit wurde auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. H. G. Möller im Phys. Institut der Hamb. Universität ausgeführt.

Dem Direktor, Herrn Prof. Dr. P. P. Koch, sowie meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. G. Möller, bin ich für die freundliche Unterstützung und wissenschaftliche Anregung wie auch für manchen wertvollen Rat zu größtem Danke verpflichtet.

Der Heinrich Hertz-Gesellschaft, die zur Durchführung der Untersuchungen Mittel zur Verfügung stellte, sei ebenfalls an dieser Stelle gedankt.

Hamburg, Institut für angew. Physik der Hamb. Universität, Dezember 1925.

(Eingegangen 2. Dezember 1925.)

Über Glimmentladung: Wirkung eines äußeren metallischen Mantels.

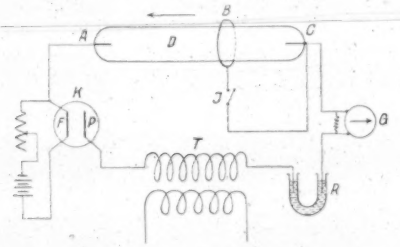
Von St. Procopiu.

Während einiger Versuche, die unternommen waren, um den Einfluß einer schwingenden Entladung des dunklen Raumes einer Glimmentladung zu untersuchen, habe ich festgestellt, daß die Glimmentladung geändert wird, selbst wenn das Entladungsrohr nur von wenigen Drahtwindungen umgeben ist, die mit einem Ende geerdet sind und ohne daß ein Strom durch diese Windungen geht.

Der Zweck dieser Mitteilung ist, die Veränderungen darzulegen, welche die Glimmentladung zeigt, wenn ein äußerer metallischer Mantel mit einer der Elektroden der Entladungsröhre in Verbindung ist.

Versuchsanordnung. Die nachfolgende Figur zeigt die für diese Versuche verwendete Anordnung. Ein Wechselstromtransformator T gestattet die Abnahme einer Spannung von 400 bis 700 Volt und 50 Perioden. Ein Pol des Transformators ist an die Platte eines Kenotrons K gelegt, dessen Glühdraht F in Verbindung mit der Anode der Entladungsröhre D ist. Der andere Pol ist über einen Wasserwiderstand R, ein Galvanometer von mäßiger Empfindlichkeit ($6 \cdot 10^{-7}$ Amp/m) G mit der Kathode C der Entladungsröhre verbunden. Die Entladungsröhre ist aus Glas, hat eine

Länge von 45 cm und der Druck in ihrem Innern ist etwa 0,3 mm Quecksilber. Die Stärke des Glimmstroms und das Aussehen der positiven Säule ändert sich, wenn der Heizstrom des Kenotrons verändert wird. Man kann so leicht feststellen, wie die Entfernung zwischen den Schichten wechselt, oder die positive Säule gegen die Kathode oder gegen die Anode vorschreitet, wenn die Stärke des Glimmstroms abnimmt oder zunimmt.



Außerhalb der Entladungsröhre befindet sich ein metallischer Ring (Mantel) B, welcher längs der Röhre verschoben und mit einer der Elektroden (in der Figur mit der Kathode), durch den Kontakt I in Verbindung gesetzt werden kann.

Beobachtungen. 1. Bei Anwendung einer Spannung von 420 bis 550 Volt erhält man eine beständige Glimmentladung mit einer Stromstärke von etwa 10^{-5} bis 10^{-3} Amp. Wenn jetzt der Schalter I, welcher den Ring von der Kathode trennt, geschlossen wird, hört die Entladung sofort auf.

Diese Erscheinung tritt ein, wenn der metallische Ring sich in der Nähe des dunklen Raumes oder der ersten 2—3 Schichten der positiven Säule befindet; wenn sich der Ring in der Richtung der positiven Säule mehr gegen die Anode zu befindet, vermindert die Verbindung des Ringes mit der Kathode nur den Entladungsstrom, ohne ihn gänzlich zu unterbrechen. Wenn aber der Ring sich in der Nähe des kathodischen Glimmlichtes befindet, neben der Kathode, dann ist der Entladungsstrom, ein wenig, um etwa $^1/_{20}$ seines Wertes, vergrößert.

Hinzuzufügen ist noch, daß das Aufhören der Glimmentladung nicht endgültig ist, wenn der metallische Mantel in Verbindung mit der Kathode ist, sondern daß von Zeit zu Zeit, nach einigen Zehntel Sekunden, ein Leuchten in der Röhre und ein kurzer und schwacher Ausschlag des Galvanometers den Anfang einer Entladung anzeigt. Wenn die Entladungsspannung 550 Volt überschreitet, unterbricht das Anschließen des Mantels an die Kathode den Strom nicht, sondern verkleinert ihn nur.

2. Wenn der metallische Mantel in Verbindung mit der Anode gebracht wird, ist der Entladungsstrom vergrößert, wenn auch diese Vergrößerung schwach ist. Die Wirkung ist charakteristisch, wenn die angewandte Spannung etwas unter dem nötigen Entladungspotential liegt; die Entladung, die bis dahin nicht einsetzte, wird auf einmal sichtbar.

3. Diese Versuche sind ähnlich denen von Dunoyer und Toulon[1]) über den Einfluß eines äußeren metallischen Mantels auf den Quecksilberbogen und lassen eine ähnliche Erklärung zu. Im Innern der Entladungsröhre und in der Nähe der Glaswand befindet sich eine Gasschicht in neutralem Zustand oder schwach negativ elektrisiert (siehe Holms Versuche[2])); diese Schicht hält die ankommenden Elektronen von der Wand ab. Wenn außerhalb der Entladungsröhre sich ein negativ geladener metallischer Mantel befindet, wird sich die Wand der Glasröhre im Innern positiv laden. Diese positive Ladung der inneren Wand zieht die den Glimmstrom unterhaltenden Elektronen an, so daß der Glimmstrom unterbrochen ist. Je größer die Stärke des Glimmstromes ist, desto mehr muß der Mantel gegen die positive Säule verschoben werden, damit die Entladung unterbrochen wird.

Eine vollständige Erklärung muß noch Rücksicht nehmen auf das Vorhandensein der positiven Ionen, ihre Diffusion, und die Leitfähigkeit der Glaswand[3]).

1) L. Dunoyer u. P. Toulon, Journ. de Phys. **5**, 257 u. 289, 1924.

2) R. Holm, Physik. Zeitschr. **25**, 529, 1924; siehe auch Holm, Physik. Zeitschr. **15**, 241, 1914; E. Gehrcke, Ann. d. Phys. **15**, 509, 1904.

3) Eine ähnliche Erscheinungen behandelnde Arbeit von Günther Schulze (Zeitschr. f. Phys. **31**, 606, 1925), auf die mich Herr Prof. Harms brieflich aufmerksam machte, habe ich leider nicht berücksichtigen können, da die Bibliothek des Laboratoriums diese Zeitschrift nicht besitzt.

Jassy (Rumänien), Laboratorium für Elektrizität der Universität, November 1925.

(Eingegangen 27. November 1925.)

Kernimpuls und Atombau.

Von J. Kudar.

1. Ersatzmodell der Neigungstheorie.

Bei dem magneto-optischen Modell der „Neigungstheorie" nimmt man bekanntlich an, daß die magneto-mechanische Anomalie, die z. B. auch im Einstein- de Haas-Effekt zum Ausdruck kommt, durch den Atomrumpf verursacht wird. Da das Leuchtelektron ein normales magnetisches Moment hat, kann das resultierende magnetische Moment des Atoms verschiedene Anomalie aufweisen, je nachdem der Rumpfimpuls und das Impulsmoment des Leuchtelektrons zueinander verschieden geneigt sind. Den normalen Zeeman-Effekt ruft eine anomale Larmorpräzession hervor, deren Umlaufsfrequenz durch das Verhältnis des resultierenden magnetischen Momentes zum Impulsmoment des Atoms bestimmt ist.

Ein umlaufendes Elektron hat das Impulsmoment:

$$\mathfrak{P} = m[\mathfrak{r}\mathfrak{v}]$$

und das magnetische Moment:

$$\mathfrak{M} = -\frac{e}{2c}[\mathfrak{r}\mathfrak{v}],$$

worin der Querstrich bedeutet, daß man über die Umlaufsperiode zu mitteln hat. $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{P}$ sind parallel und ihr Quotient ist

$$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{P}} = \frac{e}{2mc},$$

woraus folgt:

$$\mathfrak{M} = \frac{eh}{4\pi mc} k,$$

wenn man

$$\mathfrak{P} = \frac{h}{2\pi} k$$

setzt. D. h. die Magnetonenzahl μ von $\mathfrak{M}$ ist der Quantenzahl von $\mathfrak{P}$ gleich:

$$\frac{\mu}{k} = 1.$$

Das äußere Magnetfeld wirkt auf das Elektron mit dem Drehmoment:

$$\mathfrak{D} = [\mathfrak{M}\mathfrak{H}]. \qquad (1)$$

Dementsprechend wird $\mathfrak{P}$ um $\mathfrak{H}$ eine Präzession mit einer Winkelgeschwindigkeit $\mathfrak{u}$ beschreiben. Nach bekannten Sätzen der Mechanik gilt:

$$\mathfrak{D} = \frac{d\mathfrak{P}}{dt} = [\mathfrak{u}\mathfrak{P}]. \qquad (2)$$

$\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{u}$ sind parallel; wenn auch $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{P}$ parallel sind, so folgt aus (1) und (2) die Frequenz der Larmorpräzession:

$$\omega = \frac{|\mathfrak{u}|}{2\pi} = \frac{|\mathfrak{M}|}{|\mathfrak{P}|} \frac{H}{2\pi},$$

also

$$\omega = g\omega_0,$$

worin $\omega_0 = \frac{eH}{4\pi mc}$ die normale Larmorfrequenz und $g = \frac{\mu}{k}$ das Verhältnis der Magnetonenzahl zur Quantenzahl bezeichnet.

In Hinsicht auf das Folgende betrachten wir das Impulsvektorgerüst der Neigungstheorie[1]).

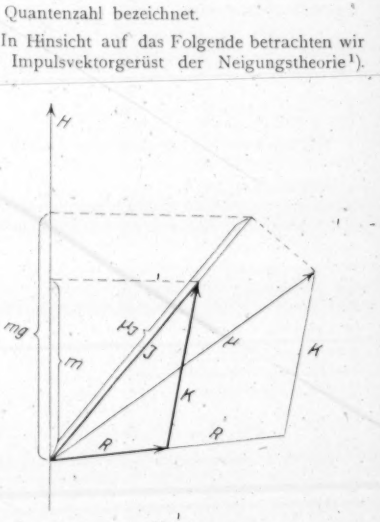


Fig. 1.

Es seien (in der Landéschen Bezeichnung) K die Quantenzahl des Leuchtelektrons, R die des Rumpfimpulses; die Vektorsumme dieser beiden ist J die innere Quantenzahl. Man nimmt als eine unerklärliche Tatsache an, daß die Magnetonenzahl des Rumpfes $2R$ ist, während die des Leuchtelektrons seinen normalen Wert hat, also gleich K ist. Die resultierenden Momente des Atoms stellt Fig. 1 dar.

J und μ sind im allgemeinen verschieden gerichtet und beschreiben eine Präzession umeinander. Da die Richtung von J bei Abwesenheit äußerer Störung unveränderlich ist, werden sich R, K und μ um J drehen. Das über die Periode dieser inneren Präzession gemittelte magnetische Moment wird μ_J, also die Projektion von μ auf die J-Richtung sein. Bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes beschreibt J

1) Die folgende Behandlung weicht von der üblichen etwas ab; vgl. E. Back u. A. Landé, Zeeman-Effekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien, S. 43. Berlin 1925; A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, S. 628, 4. Aufl. 1924.

eine Larmorpräzession um die Feldrichtung mit der Umlaufsfrequenz

$$\omega = g\omega_0,$$

worin

$$g = \frac{\mu_J}{J}.$$

Nach Fig. 1 ist:

$$\mu_J = J + R\cos(RJ) = J + \frac{J^2 + R^2 - K^2}{2J},$$

also

$$g = 1 + \frac{J^2 + R^2 - K^2}{2J^2}.$$

Daraus folgt die Landésche g-Formel nach einer Integration von $J - \frac{1}{2}$ bis $J + \frac{1}{2}$.

Es gibt wichtige Argumente, die der Realität dieses magneto-optischen Modells widersprechen. Die neueren Untersuchungen trachten die magneto-mechanische Anomalie aus einem zweideutigen quantentheoretischen Verhalten des Leuchtelektrons zu erklären[1]). Nach Pauli sind nicht nur die höherquantigen abgeschlossenen Schalen impulsfrei und magnetonfrei, sondern muß dasselbe auch für die K-Schale, also für das Heliumatom gelten.

2. Impulsmoment des Atomkernes und das Heliumproblem.

In der Atommechanik nimmt man im allgemeinen stillschweigend an, daß der Kern auf die Elektronen nur mit der Coulombschen Kraft wirkt und eventuelle andere Wechselwirkungen zwischen Atomkern und Elektronen merklich nicht auftreten.

W. Braunbek[2]) hat auf die Möglichkeit hingewiesen, den Einstein-de Haas-Effekt durch Annahme rotierender Atomkerne deuten zu können. Nämlich das magnetische Moment des Kernes können wir im Verhältnis zum magnetischen Moment der Elektronen nach dem Zusammenhang:

$$\mathfrak{M} = \frac{e}{2mc}\mathfrak{P}$$

vernachlässigen, wenn die Impulsmomente des Kernes und der Elektronen von gleicher Größenordnung sind.

Braunbek nimmt an, daß der Kern ein einquantiges Impulsmoment hat. Schätzen wir ab, wie große Rotationsfrequenz diese Annahme z. B. für das Heliumatom fordert. Ersetzen wir den Heliumkern durch einen Rotator, dessen Masse gleich der des Heliumkernes ist; der Radius der Kreisbahn sei von der Größenordnung des Kernradius ($r \sim 10^{-13}$ cm). Aus der Quantenbedingung

$$m_{He} r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \frac{h}{2\pi}$$

folgt für die Frequenz des Rotators:

$$\nu \sim 10^{22}.$$

Diese Frequenz liegt jenseits der Grenze des Gebietes der härtesten γ-Strahlen. Mit Rücksicht auf die Stabilität des Heliumkernes ist es sehr verständlich, daß die Umlaufsfrequenzen im Heliumkern mindestens solcher Größenordnung seien. Im Falle der höheren Atome bekommt man für ν einen beträchtlich kleineren Betrag.

Hat der Atomkern tatsächlich ein Impulsmoment von der Größenordnung des Elementarquantums, so würden dadurch die magnetischen Eigenschaften des ganzen Atoms beträchtlich beeinflußt werden. In diesem Falle wäre auch die Möglichkeit vorhanden, daß neben der Coulombschen Kraft eine Wechselwirkung anderer Art zwischen Kern und Elektronen tätig sei; dieser Kopplung würde die Rolle zukommen, die K-Schale abzuschließen und in stabilem Gleichgewicht zu erhalten.

Das Bohrsche Heliumatom mit gekreuzten Elektronenbahnen hat einen einquantigen Gesamtimpuls und ein resultierendes magnetisches Moment von 1 Magneton. Ebenso würde auch die K-Schale der höheren Atome gebaut werden. Der Anwesenheit eines resultierenden magnetischen und Impuls-Momentes scheint der Diamagnetismus der Edelgase zu widersprechen. Der Diamagnetismus wird aber verständlich, wenn entweder das resultierende magnetische Moment verschwindet[1]) oder das äußere Magnetfeld auf das nicht verschwindende magnetische Moment unwirksam ist[2]).

Diese letztere Eigenschaft wird das Bohrsche Heliumatom haben, wenn wir annehmen, daß das einquantige Impulsmoment des Kernes zum einquantigen Gesamtimpuls der beiden Elektronen entgegengesetzt gerichtet ist. Demnach liegen die Impulsmomente des Kernes und der Elektronen in derselben Ebene und bilden gegeneinander den Winkel von 120°. Zum magnetischen Gesamtmoment der Elektronen liefert der Kern keinen Beitrag. Wir haben also ein impulsfreies Heliummodell mit dem magnetischen Moment von 1 Magneton. Offenbar kann sich dieses Modell

1) W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **31**, 373, 1925.
2) W. Braunbek, Physik. Zeitschr. **23**, 307, 1922. Ich will nicht versäumen, an dieser Stelle Herrn Prof. R. Ortvay, der mich auf die Idee des Kernimpulses im Anschlusse an die Arbeit von Braunbek aufmerksam gemacht hat, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

1) Ein solches Heliummodell hat Sommerfeld vorgeschlagen, vgl. l. c. S. 197.
2) Vgl. W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **2**, 202, 1920.

im äußeren Felde nicht paramagnetisch verhalten, wenn wir noch annehmen, daß die Kopplung zwischen Kern und Elektronen solcher Art ist, daß ein äußeres Magnetfeld das Impulsvektorgerüst der K-Schale nicht zerstört, also das resultierende Impulsmoment auch nach Einschaltung des Feldes dauernd verschwindet. Dann verliert die (zur Larmorfrequenz führende) Relation

$$[\mathfrak{u}\mathfrak{P}] = [\mathfrak{M}\mathfrak{H}]$$

ihren Sinn. Der Diamagnetismus kann mit diesem Umstand zusammenhängen.

Es sei hier bemerkt, daß nach dieser Auffassung des Heliumproblems das einfach ionisierte Helium in seinen magnetischen Eigenschaften dem Wasserstoffatom nicht völlig gleich sein kann.

3. Atommodell der Alkalien und das Paradoxon des Korrespondenzprinzips.

Bei konsequenter Durchführung des hier eingenommenen Standpunktes müssen wir die impulsfreie K-Schale mit dem einquantigen magnetischen Moment als den eigentlichen Sitz der magnetomechanischen Anomalie ansehen. So bekommt das Wesen der Anomalie eine klassisch-elektrodyamische Deutung. Das magnetische Gesamtmoment des Atoms resultiert aus dem magnetischen Moment der K-Schale und dem der nicht abgeschlossenen Schalen; das Gesamtimpulsmoment des Atoms ist dem Impulsmoment der nicht abgeschlossenen Schalen gleich. Diese Konstruktion des Atomimpulsgerüstes ist von dem Ersatzmodell (Rumpf-Leuchtelektron) der Neigungstheorie wesentlich verschieden.

Im folgenden werde ich versuchsweise ein magneto-optisches Modell für die Alkaliatome angeben. Das Verfahren wird etwas heuristisch erscheinen, da wir keine theoretische Ableitung der g-Werte angeben werden, sondern eben aus den bekannten g-Werten der Alkaliserien zu den Eigenschaften des Modells gelangen möchten.

Die folgende Tabelle stellt die g-Werte der Dublettatome dar.

Wie es bekannt ist, befolgen die Alkalidubletts relativistische Formeln[1]), wenn man annimmt, daß die azimutalen Quantenzahlen der einzelnen Terme der Dubletts derselben Serie voneinander um 1 verschieden sind. Aber nach der Neigungstheorie (im Einklang mit dem Korrespondenzprinzip) muß die azimutale Quantenzahl innerhalb einer Serie unveränderlich sein. Ist K die Landésche azi-

K \ J	1	2	3	4	5
$^1/_2$	2				
$^3/_2$	$^2/_3$	$^4/_3$			
$^5/_2$		$^4/_5$	$^6/_5$		
$^7/_2$			$^6/_7$	$^8/_7$	
$^9/_2$				$^8/_9$	$^{10}/_9$

mutale Quantenzahl eines Dubletts, so werden dieser K in der relativistischen Deutung der Dubletterme zwei azimutale Quantenzahlen k und $k+1$ entsprechen, deren Zusammenhang mit K ist

$$k = K - \tfrac{1}{2}, \quad k+1 = K + \tfrac{1}{2}.$$

Bei der Konstruktion unseres Alkalimodells werden wir zuerst die Realität des relativistischen Ursprungs der Alkalidubletts voraussetzen. Dementsprechend wird der Gesamtimpuls des Atoms dem Impulsmoment des einzigen äußeren Elektrons, also k gleich sein; das magnetische Gesamtmoment μ ist die Vektorsumme von k und von dem 1 Magneton der K-Schale (vgl. Fig. 2).

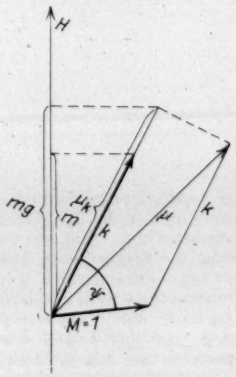


Fig. 2.

k und μ beschreiben eine Präzession umeinander. Da die Richtung von k bei Abwesenheit äußerer Störung unverändert bleibt, werden sich $\mathfrak{M}$ und μ um k drehen. Das über die Periode dieser inneren Präzession gemittelte magnetische Gesamtmoment ist die Projektion von μ auf die Richtung von k:

$$\mu_k = k + \cos\psi.$$

Im äußeren Magnetfelde dreht sich k um die Feldrichtung mit der Frequenz

$$\omega = g\omega_0,$$

1) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **25**, 46, 1924; E. Back u. A. Landé, l. c., 5. Abschnitt.

worin

$$g = \frac{\mu_k}{k} = 1 + \frac{\cos\psi}{k} \qquad (3)$$

und ω_0 die normale Larmorfrequenz bedeutet. Für die magnetische Quantenzahl m gilt das Auswahlprinzip:

$$|k - \tfrac{1}{2}| > m \geq -|k - \tfrac{1}{2}|$$

ebenso wie bei Landé im Falle der inneren Quantenzahl, da die „relativistische" azimutale Quantenzahl k und die Landésche J (wenigstens für Dublettatome) einander gleich sind.

In der g-Formel (3) ist $\cos\psi$ vorläufig unbestimmt, da in diesem provisorischen Modell noch keine Rolle den charakteristischen Eigenschaften der s-, p-, d- usw. Serien zukommt. (Bei dem üblichen Rumpf-Leuchtelektron-Modell kommt diese Rolle der Quantenzahl K zu.) Um den Gesetzmäßigkeiten des vorgeschlagenen Modells näher zu kommen, haben wir die Regel der Richtungsquantelung von k in bezug auf das magnetische Moment der K-Schale aus den bekannten g-Werten herauszulesen. Aus der Tabelle der g-Werte und der Formel (3) ergeben sich für $\cos\psi$ folgende Werte:

k / (K)	1	2	3	4	5
($1/2$) s	1				
($3/2$) p	$-1/3$	$2/3$			
($3/2$) d		$-2/5$	$3/5$		
($7/2$) f			$-3/7$	$4/7$	
($9/2$) g				$-4/9$	$5/9$

Nach dieser Tabelle entsprechen zwei Werte von $\cos\psi$ jeder einzelnen k, d. h. jedem einzelnen relativistischen Term. Also sind (in bezug auf die Richtung des magnetischen Momentes der K-Schale) zwei verschieden geneigte Bahnen für denselben Wert von k möglich. Es gibt für $k = 1$ eine s- und eine p-Bahn, für $k = 2$ eine p- und eine d-Bahn usw.

Bemerkenswert ist bei diesem Modell, daß man die „Neigungstheorie" und die relativistische Deutung der optischen Dubletts nebeneinander stellen kann[1]) und zwar mit Hilfe einer (vorläufig theoretisch unerklärten) Richtungsquantelung.

1) Anmerkung bei der Korrektur. In einer demnächst folgenden Note wird die Verschmelzung der relativistischen und magnetischen Theorie der Dubletts (unabhängig von der hier betrachteten Hypothese des Kernimpulses) näher diskutiert. Aus diesen Betrachtungen werden sich die richtigen Auswahlregeln der Dublettspektren mit Hilfe der Korrespondenz zwischen „virtuellen" und „realen" Quantenvorgängen ergeben. Die mathematische Formulierung des erweiterten Korrespondenzprinzips stützt sich an die von Heisenberg eingeführte Mittelung zwischen zwei Quantenzahlen.

Nach Pauli[1]) ist eine Schwierigkeit der üblichen Neigungstheorie, daß man für das magnetische Moment der K-Schale der höheren Atome eine beträchliche Relativitätskorrektion bekommen muß, welche die Erfahrung nicht bestätigt. Dieses Bedenken erhebt sich auch gegen das vorgeschlagene Alkalimodell. Vorläufig haben wir diese Schwierigkeit, die erst bei den höheren Atomen erscheint, nicht zu betrachten.

Das Paradoxon des Korrespondenzprinzips, das in der relativistischen Deutung der Röntgenspektren erscheint, äußert sich auch bei unserem Alkalimodell. Der Übergang zwischen $\mathfrak{p}_2 (k = 1)$ und $\mathfrak{p}_1 (k = 2)$ ist nach der Erfahrung unmöglich, obgleich er nach der einfachen Anwendung des Korrespondenzprinzips erlaubt sein müßte, da der Unterschied der zugehörigen k gleich 1 ist. Statt dessen wird der korrespondenzmäßig verbotene Übergang zwischen $\mathfrak{s}(k = 1)$ und $\mathfrak{p}_2 (k = 1)$ nach der Erfahrung möglich sein. Die Erledigung dieses Paradoxons haben wir vielleicht darin zu suchen, daß die einfache Anwendung des Korrespondenzprinzips auf k bei unserem Modell unzureichend ist, da außer der Quantenzahl k auch die Neigung des Elektronenimpulses zum magnetischen Moment der K-Schale als eine charakteristische Eigenschaft der Elektronenbahn in der Anwendung des Korrespondenzprinzips eine Rolle spielen kann.

Es ist wohl möglich, daß zur Lösung des Korrespondenzparadoxons nicht nur die Korrespondenz zwischen den (virtuellen) klassischen und den quantenhaften Vorgängen, sondern auch eine Korrespondenz zwischen „virtuellen" und wirklichen Quantenvorgängen nötig ist[2]).

1) Zeitschr. f. Phys. **31**, 373, 1925.
2) Vergleiche Fußnote 1 auf vorhergehender Spalte.

Szeged, Mathematisch-Physikalisches Seminar der Universität.

(Eingegangen 16. November 1925.)

Apparat zur Messung der durchdringenden Strahlung.

Von Werner Kolhörster.

Anläßlich der ersten handelsmäßigen Lieferungen meiner neuen Apparate zur Messung der durchdringenden Strahlung dürfte eine kurze Beschreibung dieser Instrumente von einigem Interesse sein.

Die Ionisationszylinder, aus 3 mm starkem Zinkblech hergestellt, haben nahezu quadratischen

Querschnitt und sind innen mit einer dünnen Zinkschicht galvanisch überzogen. Zwei Füße, an dem einen eine Erdungsklemme, ferner zwei Anschläge zum Fixieren des Radiumeichpräparates und ein Tragegriff sind, wie aus Fig. 1 ersichtlich, angebracht. Im Boden befindet sich das Beleuchtungsfenster für das Elektrometer, das durch einen kurzen Rohrstutzen fest verschraubt werden kann, in welchem bei Beobachtungen der Sprengring eines allseitig beweglichen Spiegels

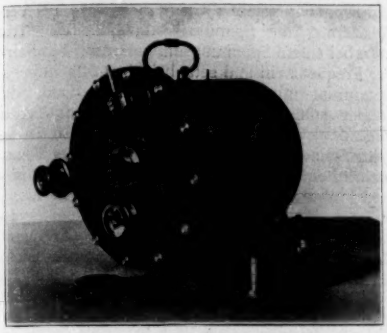


Fig. 1.

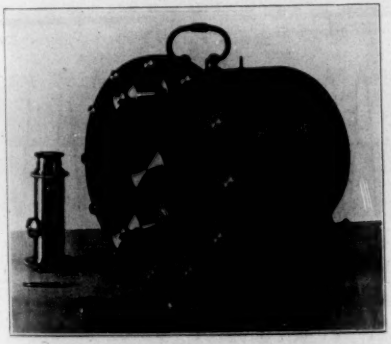


Fig. 2.

eingesetzt wird. Der Deckel ist durch 12 Schrauben an den breiten Flansch des Zylinders angepreßt, wobei ein weicher Ring aus Paragummi als Abdichtung dient. Dabei ist bis auf 0,7 Atm. inneren Überdruck völliges Dichthalten erzielt. Am Deckel selbst befinden sich das Trockengefäß, die Ladesonde und das Mikroskop mit Elektrometer. Alle drei Ansätze können durch Überfallstutzen verschraubt werden (Fig. 2). Das Elektrometer[1]) wird, wie aus Fig. 3 hervorgeht, von einer kurzen Aluminiumelektrode getragen, die in einem Quarzglasstabe verkittet ist, der mit Klemmring auf die Objektivfassung des Mikroskops aufgesetzt ist. Das Mikroskoprohr ist zur Vermeidung toter Ecken kegelförmig ausgebildet. Die Ladesonde läßt sich in einem verschraubten Konus drehen und wird ebenfalls durch Quarzglas isoliert; sie ist möglichst nahe an die Zylinderwand herangebracht und trägt an ihrem Ende Uhrfederstahl, um zu vermeiden, daß durch Unachtsamkeit das Elektrometer abgebrochen werden kann. Ferner legt sich der Federstahl glatt an die Wandungen des Zylinders an, so daß auch an dieser Stelle tote Ecken nach

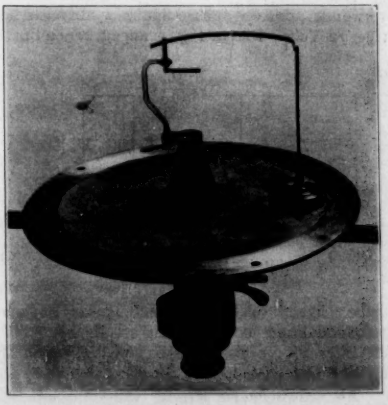


Fig. 3.

Möglichkeit vermieden sind. Die Kapazität des geladenen Systems liegt zwischen 0,3—0,8 cm, das nutzbare Luftvolumen beträgt bei den bisher ausgeführten Apparaten 2—4 Liter, so daß der Umrechnungsfaktor für die Ionenzahl aus dem Voltverlust in der Minute sich zu etwa 20—50 ergibt. Der Vorteil der Instrumente beruht vor allem auf der Unabhängigkeit von Temperatur- und Druckeinflüssen und auf der allgemeinen Verwendbarkeit für sämtliche Ionisationsmessungen, besonders mit durchdringenden Strahlen.

Die Instrumente liefert die Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig.

1) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **26**, 654, 1925.

(Eingegangen 7. Januar 1926.)

Der „selbsttönende" Kristall.

Von Franziska Seidl.

Gelegentlich der Fortführung einer mit Dr. Richtera gemeinsam begonnenen Arbeit machte ich eine Beobachtung, über welche in nachstehenden Zeilen kurz berichtet werden soll.

Es war zum Zwecke einiger Untersuchungen über den schwingenden Kristall die bekannte Anordnung mit der Schaltung nach Lossev aufgestellt worden, die ja im wesentlichen dieselbe ist, wie sie bereits im Jahre 1900 von Duddell verwendet wurde. Ein Unterschied liegt nur darin, daß an Stelle von Massivkohlen als Elektroden ein Kristall mit einer Metallspitze als Gegenelektrode benutzt wird.

Als Spannungsquelle wurden Akkumulatoren verwendet; der verfügbare Spannungsbereich betrug 72 Volt. Die in Fig. 1 angegebenen Buch-

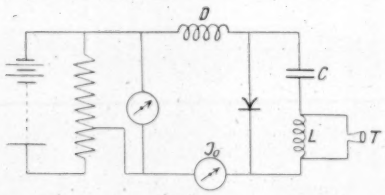


Fig. 1.

staben haben folgende Bedeutung: L ist eine Selbstinduktion von der Größe 0,1 Henry, C eine im Intervall 0,1 bis 1,1 MF. variable Kapazität, D eine Drosselspule und T ein Telephon.

Als schwingender Kristall wurde natürliches Rotzinkerz verwendet, und zwar ohne vorherige Behandlung im elektrischen Lichtbogen; als Gegenelektrode eine Stahlspitze. Die Schwingungen setzten gewöhnlich unterhalb 10 Volt ein, manchmal auch erst bei 15 Volt, je nachdem sich die Kristallstelle für diesen Zweck mehr oder weniger eignet. Wenn an einer Stelle auch bei 20 Volt im Telephon noch kein Ton zu hören war, wurde immer gleich eine andere bessere Stelle gesucht. Als aber doch einmal der Versuch gemacht wurde mit der Spannung über 20 Volt hinauf zu gehen, da der Kristall an der eben benutzten Stelle bei niedrigeren Spannungen nicht zum Schwingen gebracht werden konnte, setzten die Schwingungen bei 59 Volt und einer Stromstärke I_0 von 2,4 Milliampere ein. Der Ton war im Telephon von solcher Lautstärke, daß er auch bei weggelegtem Telephon gut hörbar war. Als die Stahlspitze etwas stärker aufgedrückt wurde, war deutlich zu vernehmen, daß auch von der Kontaktstelle ein Tönen gleicher Frequenz ausgeht, was sich bestätigt erwies, nachdem das Telephon abgeschaltet worden war. Um die Intensität des Tones zu erhöhen, wurde bei unverändertem L und C die Spannung vergrößert. Dabei zeigte sich, daß die Frequenz zunahm, und daß dieselbe bei Verminderung der Spannung abnahm. Der Ton setzt bei einem Spannungsminimum mit bestimmter Frequenz ein und setzt bei einem Spannungsmaximum mit bestimmter Frequenz aus, die immer größer ist als jene, mit der das Tönen beginnt. Was die Intensität anlangt, so ist in dem Spannungsintervall, in welchem das Tönen auftritt, ein Maximum bei bestimmter Spannung und Frequenz vorhanden. Doch fällt das Intensitätsmaximum nicht unbedingt mit dem Spannungsmaximum zusammen. Für die Frequenz des „tönenden Kristalles" ist demnach nicht mehr die Gleichung:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L \cdot C}}$$

gültig.

Das Einsetzen des Tönens geschieht für verschiedene Kristallstellen bei verschiedenen Spannungen und die Größe des Spannungsintervalles, in dem das Tönen zustandekommt, hängt von der negativen Charakteristik der benutzten Kristallstelle ab.

Die Frequenzänderung mit der Spannungsgröße zeigt das Oszillogramm Fig. 2. Aus demselben ist auch die Stabilität und Reinheit der Schwingungen zu entnehmen.

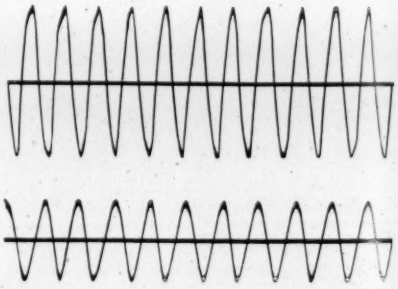


Fig. 2.

Die Aufnahme wurde mit einem Siemens-Oszillograph gemacht und zwar so, daß die Meßschleife zwischen Selbstinduktion und Kapazität gelegt wurde.

Erste Kurve: $L = 0{,}1$ Henry, $C = 0{,}3$ MF, $I_0 = 2{,}5$ Milliampere, $V = 59$ Volt.

Zweite Kurve: $L = 0{,}1$ Henry, $C = 0{,}3$ MF, $I_0 = 1{,}2$ Milliampere, $V = 47{,}8$ Volt.

Aus der gemessenen Tourenzahl des Motors und mit Hilfe des Oszillogramms läßt sich die Frequenz des Tones ermitteln, und zwar für Kurve 1 zu 853 Schwingungen/sec für Kurve 2 zu 795 Schwingungen/sec.

Was die Abnützbarkeit der Kristallstelle anlangt, so kann bisher gesagt werden, daß der Kristall zwecks dieser Beurteilung über 2 Stunden eingeschaltet blieb, ohne Tonhöhe und Intensität zu ändern. Ein Voltmeter, welches an Kristall und Metallspitze gelegt wurde, zeigte konstant gleiche Spannung. Dies soll noch demnächst durch Oszillogrammaufnahmen zu Beginn des Tönens und nach einer bestimmten Zeit bestätigt werden.

Anfänglich wurde gedacht, daß es sich um einen mikroskopisch kleinen Lichtbogen handelt, der Anlaß dazu gibt, daß elektrische Schwingungen in akustische umgesetzt werden. Nun ist aber nicht einmal mit dem Mikroskop eine Lichterscheinung wahrzunehmen. Die Metallelektrode sitzt unter Druck auf. Diese Tatsachen sprechen wohl nicht mehr für die Annahme eines Lichtbogens. Merkwürdig ist es auch, daß man, wenn der Kristall bereits zum Tönen gebracht wurde, nach dem Ausschalten an den Elektroden nichts mehr zu verstellen braucht, um den Kristall neuerdings zum Tönen zu bringen. Dazu genügt das Schließen des Stromkreises allein.

Fig. 3 zeigt noch ein Oszillogramm und zwar die Frequenz als Funktion der Kapazität.

Erste Kurve: $L = 0{,}1$ Henry, $C = 0{,}8$ MF, $I_0 = 2{,}8$ Milliampere, $V = 62$ Volt.

Zweite Kurve: $L = 0{,}1$ Henry, $C = 0{,}4$ MF, $I_0 = 2{,}8$ Milliampere, $V = 62$ Volt.

Schwingungszahl berechnet aus Tourenzahl des Motors und Oszillogramm für Kurve 1: $n = 497$, für Kurve 2: $n = 699$.

Es wird demnach mit zunehmender Kapazität die Schwingungszahl kleiner, der Ton somit tiefer.

Weitere Versuche bestanden darin, daß der Schwingungskreis abgeschaltet wurde und dem Gleichstrom Mikrophonströme überlagert wurden. Ferner wurde auch der Kristall besprochen und die in beiden Fällen erhaltenen Versuchsresultate oszillographisch festgehalten. Sie sollen demnächst in einer weiteren Arbeit über den „tönenden" Kristall in den Wiener Sitzungsberichten mitgeteilt werden. Versuche mit verschiedenem Material, sowohl als Anode als auch

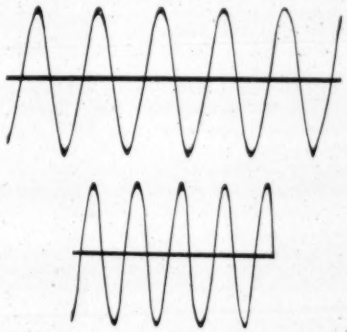


Fig. 3.

als Kathode verwendet, und Untersuchungen über die Abhängigkeit der Erscheinungen von den Kristallachsen und vom Gasdruck sind bereits im Gange.

Es sei noch hervorgehoben, daß der Kristall immer die positive, die Metallspitze die negative Elektrode bildete, und daß die angegebenen Spannungen nicht am Kristall selbst, sondern wie aus der Schaltungsskizze Fig. 1 zu entnehmen ist, gemessen wurden. Die Tourenzahl des Motors war bei allen Oszillogrammaufnahmen gleich groß.

Wien, 1. Physikalisches Institut der Universität, 20. Dezember 1925.

(Eingegangen 2. Januar 1926.)

BESPRECHUNGEN.

F. Auerbach, **Die Furcht vor der Mathematik und ihre Überwindung.** 68 S. Jena, Gustav Fischer. 1924. Brosch. M. 1.50.

Das Büchlein wendet sich an „Alle, die sich von einem lästigen Gespenst und von mannigfachen Irrtümern zu befreien wünschen." Die Angst vor der Mathematik, die der Verfasser für gefährlicher hält als die Ehrfurcht stammt nach seiner Ansicht von der unzweckmäßigen Einführung in das Wesen der Mathematik beim ersten Mathematikunterricht in der Schule, oder stammte wenigstens daher. Der Verfasser zeigt an einigen Beispielen, wie ein mathematisch gebildeter Vater seine Kinder schon in sehr jugendlichem Alter an mathematische Probleme heranführen kann durch geschickte Ausnutzung von Vorkommnissen und Erscheinungen des täglichen Lebens. Leider werden allerdings nur die wenigsten Kinder in der glücklichen Lage sein, daß sie so frühzeitig in mathematische Dinge eingeweiht werden können. Der Verf. meint, daß die

Überwindung der Angst vor der Mathematik zur Folge haben würde, daß mathematische Überlegungen und mathematisches Denken nicht nur in dem Teil der Naturwissenschaften, wo es noch nicht der Fall ist, sondern auch in den Geisteswissenschaften heimisch werden; dann werden Äußerungen, wie sie ihm gelegentlich zu Ohren gekommen sind: „In meiner Wissenschaft hat sich die mathematische Behandlung der Probleme nicht bewährt!“ bald der Vergangenheit angehören. „Die Mathematik ist ein glattes Eis (der Verfasser schreibt allerdings ‚Glatteis‘), das aber nur der zu scheuen braucht, der sich fürchtet, Schlittschuhe unter die Füße zu schnallen.“ Harms.

Handbuch der Radiologie, herausgegeben von E. Marx. Bd. VI. Die Theorien der Radiologie; bearbeitet von M. v. Laue, P. Zeeman, H. A. Lorentz, A. Sommerfeld u. G. Wentzel, G. Joos, E. Riecke †, L. Vegard, P. Debye. XI. u. 806 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1924. Geb. M. 42.—, br. M. 40.—.

Mit dem sechsten Bande ist das große Handbuch der Radiologie zum Abschluß gebracht. Er enthält folgende Abschnitte: 1. Bewegung von Elektronen und Ionen im Kraftfelde von M. v. Laue; 2. Theoretisches über den Durchgang von α- und β-Strahlen durch die Materie von M. v. Laue; 3. Magnetische Zerlegung von Spektrallinien von P. Zeeman; 4. Die Theorie des Zeemaneffekts von H. A. Lorentz; 5. Anwendung der Quantentheorie auf die Physik der Atome von A. Sommerfeld und G. Wentzel; 6. Anregung der Atome zur Lichtemission von G. Joos; 7. Elektronentheorie galvanischer Eigenschaften der Metalle von E. Riecke †, herausgegeben und mit Zusätzen versehen von M. v. Laue; 8. Der Comptoneffekt von M. v. Laue; 9. Das Nordlicht von L. Vegard; 10. Theorie der elektrischen und magnetischen Molekulareigenschaften von P. Debye; 11. Nachtrag zu Abschnitt 3 von S. Goudsmit. Davon sind die Abschnitte 3 und 11, sowie größtenteils 9 wesentlich auf die Vermittlung und Ordnung des experimentellen Materials eingestellt. Die übrigen beschäftigen sich hauptsächlich mit den theoretischen Vorstellungen.

Der Herausgeber hat sicher recht, wenn er im Vorwort meint, manch einer würde gern noch das eine oder das andere weitere Kapitel in dem Band bearbeitet gesehen haben; aber man wird ihm auch darin recht geben, daß er das in dem Band vereinigte Material für wertvoll genug hält, um es nicht durch längeres Zuwarten zu gefährden. In der Tat war es geradezu ein Bedürfnis, daß die vielfach zerstreuten Arbeiten einmal übersichtlich und klar zusammengefaßt wurden, wie es hier geschehen ist. Ich erwähne als typische Beispiele nur aus dem Abschnitt 1 die Fälle, in denen bisher die Bewegung eines Elektrons unter Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Masse vollständig beschrieben werden konnte, und aus 10 die molekulartheoretischen Theorien der elektrischen und der magnetischen Polarisation, die im Zusammenhang wohl noch nicht dargestellt waren. Man kann den Herausgeber und den Verleger beglückwünschen, daß sie das Handbuch, das wirklich unter den allerschwierigsten Verhältnissen entstanden ist, durch diesen schönen Band zum Abschluß gebracht haben. — In einem Teil der Abschnitte, die von Autoren bearbeitet sind, deren Muttersprache nicht die deutsche ist, sind sprachliche Unschönheiten stehen geblieben; bei einer wohl bald zu erwartenden Neuauflage sollten diese sorgfältig verbessert werden. Harms.

R. Zsigmondy, Über Kolloidchemie. Mit Anmerkungen versehene zweite Auflage. 8°. 53 S., mit zwei farbigen Tafeln. Leipzig, J. A. Barth. 1925. Brosch. M. 3,60.

Der bekannte Verfasser schreibt in der Einleitung zu diesem, nach 18 Jahren neuaufgelegten, Vortrag, es sei ihm selbst interessant gewesen, die damaligen Ausführungen mit dem gegenwärtigen Stande der Kolloidchemie zu vergleichen. Es handelt sich um eine wirklich anziehende und suggestiv geschriebene Skizze des Hauptinhaltes der Kolloidchemie anorganischer Stoffe. L. Ebert.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Tübingen Dr. K. Fischbeck für physikalische Chemie, an der Bergakademie Freiberg Dr. Ing. Steinbrecher für organisch-chemische Technologie.

Ernannt: Der Professor für allgemeine Chemie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich Dr. Hermann Staudinger zum ord. Professor der Chemie an der Universität Freiburg i. Br., der ord. Professor der Mathematik an der Universität Königsberg Dr. Konrad Knopp in gleicher Eigenschaft an der Universität Tübingen, Dr. Guiseppe Camella zum ord. Professor der Chemie am Istituto tecnico von Foggia, Dr. Livio Pavolini zum ord. Professor der Chemie am Istituto tecnico von Spezia.

Verliehen: Dem ord. Professor der Physik an der Universität München Dr. Leo Graetz und dem ord. Professor der technischen Physik an der Technischen Hochschule daselbst Dr. Oscar Knoblauch der Titel Geheimer Rat.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Münster Geh. Regierungsrat Dr. Georg Kaßner.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Rostock Dr. Adolf Heydweiller, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Geh. Regierungsrat Dr. Gerhard Hessenberg, der ord. Professor für Chemie am Technischen Institut der Universität Pavia Dr. Carlo Montanari, der Professor für Chemie am chemischen öffentlichen Laboratorium in Treviso Dr. Alessandro Fischer, der ord. Professor für Chemie an der Accademia Navale in Livorno Fernando Ageno.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.